

KfK 5153  
Februar 1993

# **Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der LIGA-Technik in der Mikrooptik**

J. Göttert, J. Mohr  
Institut für Mikrostrukturtechnik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



**Kernforschungszentrum Karlsruhe**

Institut für Mikrostrukturtechnik

KfK 5153

**Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten  
der LIGA-Technik in der Mikrooptik**

J. Göttert\*), J. Mohr

\*) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

# Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der LIGA-Technik in der Mikrooptik

## Zusammenfassung

Die LIGA-Technik bietet eine Möglichkeit, passive refraktive optische Komponenten wie beispielsweise Linsen oder Prismen mit charakteristischen Abmessungen im Submillimeterbereich herzustellen. Dabei können die Komponenten mit beliebiger zweidimensionaler Geometrie, Strukturhöhen von mehreren hundert Mikrometern und mit senkrechten Seitenwänden hochgenau sowohl als Einzelkomponente als auch justiert zueinander als mikrooptische Bank oder in Kombination mit mechanischen Halteelementen zu komplexen Anordnungen auf einem Substrat hergestellt werden.

Darüber hinaus eröffnet sich mit der Herstellung von zur Substratoberfläche geneigten Seitenwänden die Möglichkeit, das in der LIGA-Ebene abgebildete Licht z.B. durch Totalreflexion an einer um  $45^\circ$  geneigten Seitenwand auf einfache Weise senkrecht aus der Ebene herauszulenken. Damit läßt sich eine dreidimensionale optische Anordnung aufbauen und die Auskopplung von elektrooptischen Bausteinen einfach realisieren.

Für den Einsatz von LIGA-Strukturen in der Mikrooptik ist neben der Genauigkeit der Strukturierung und der relativen Positionierbarkeit mehrerer Strukturen auf dem Substrat die Qualität der optischen Grenzflächen, in diesem Fall der erzeugten Seitenwände, von entscheidender Bedeutung. Die mit einem Interferenzmikroskop durchgeführte Analyse der Seitenwandrauhigkeit hat gezeigt, daß die mittlere Rauigkeit sowohl der senkrechten als auch der geneigten Seitenwände im Bereich von 30 nm bis 50 nm liegen. Diese gute Qualität erfüllt die Voraussetzung für die Anwendung dieser Komponenten in einer großen Anzahl optischer Aufbauten und unterstreicht die Bedeutung der LIGA-Technik für die Herstellung passiver mikrooptischer Komponenten.

Die Messungen der Abbildungseigenschaften von einzelnen Komponenten belegt die Funktionstüchtigkeit der Elemente. Beispielsweise kann ein paralleler Laserstrahl mit Hilfe einer Zylinderlinse auf einen Brennstich von ca.  $7 \mu\text{m}$  Breite im Brennpunkt der Linse fokussiert werden, womit Anwendungen zur Lichtkonzentrierung in einem kleinen Wechselwirkungsvolumen denkbar sind. In einem 4f-Abbildungsexperiment mit Mikroprismen konnten Details eines Gegenstandes von  $3 \mu\text{m}$  abgebildet werden.

Als konkretes Anwendungsbeispiel mikrooptischer LIGA-Komponenten wird ein Faserkoppelement untersucht. Die gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit den simulierten Werten unterstreicht die geringen intrinsischen Verluste und die sehr gute Funktionstüchtigkeit der Koppelemente. Der Vergleich von lithographisch gefertigten mit abgeformten Elementen zeigt, daß durch die zusätzlichen Prozeßschritte Galvanik und Abformung keine wesentlichen Qualitätsverluste auftreten und damit durch die Abformung eine kostengünstige Massenfertigung möglich ist.

# Fundamentals and Potential Applications of the LIGA Technique in Microoptics

## Abstract

The LIGA technique offers a means of manufacturing passive, refractive optical components such as lenses or prisms having characteristic dimensions in the submillimeter range. It further allows components of any two-dimensional geometry, structural heights of several hundred micrometers and with vertical sidewalls to be manufactured with ultra-high precision, both as single components and adjusted with respect to each other as a microoptical bench or, combined with mechanical mounting supports, to make up complex configurations.

Besides, manufacture of sidewalls inclined towards the substrate surface opens up a way of deflecting the light imaged in the LIGA plane in a direction normal to the plane, e.g. by total internal reflection at a sidewall inclined by  $45^\circ$ . In this way, a three-dimensional optical setup can be assembled and decoupling of light into electrooptical elements is achieved in an easy way.

Besides the accuracy of patterning and the relative capability of positioning of several components on one substrate, the quality of the optical interfaces, in the case considered here of the sidewalls produced, will be crucial as regards the applications of LIGA structures in microoptics. The analysis of the surface roughness of the sidewalls made with an Linnick-type interferometer has made evident that the mean surface roughness of both the vertical and the inclined sidewalls is in the range of 30 nm to 50 nm. This good quality meets the prerequisite of applications of these components in many microoptical setups and it underlines the importance of the LIGA technique to fabricate passive microoptical components.

The measurements of the imaging characteristics of individual components provides evidence of the good performance of the elements. For instance, a parallel laser beam can be focused by means of a cylindrical lens forming a focal line of about 7  $\mu\text{m}$  width in the focal distance of the lens so that conceivable applications would consist in focusing light in a small volume of interactions. In a 4f-imaging experiment using microprisms as deflecting elements it was possible to image details of an object 3  $\mu\text{m}$  in size.

A fiber coupling element is studied as a concrete example of application of microoptical LIGA components. The good agreement of the experimental results with the simulated values underlines the small intrinsic losses and the very good performance of the coupling elements. A comparison made between elements manufactured by X-ray lithography and by micromolding shows that the additional process steps of electroplating and molding do not result in any major loss on quality so that molding will permit low-cost mass production.

## Inhaltsverzeichnis

<b>1.</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2.</b>	<b>Grundlagen für die Strukturierung mikrooptischer Komponenten mit Hilfe der Röntgentiefenlithographie</b>	<b>6</b>
2.1	Strukturierung dicker Resistschichten durch Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung	6
2.2	Einflußgrößen des Prozesses auf die Qualität der Strukturen	8
2.3	Herstellung schräg auf dem Substrat stehender Seitenwände	12
2.4	Analyse der Seitenwandrauigkeit mit der Methode der phasenschiebenden Interferometrie	17
2.4.1	Versuchsaufbau und Auswertung der Interferogramme	17
2.4.2	Experimentelle Ergebnisse	20
<b>3.</b>	<b>Mikrooptische Komponenten</b>	<b>23</b>
3.1	Optische Grundlagen	23
3.2	Mikroprismen als strahlumlenkende Komponenten	25
3.3	Zylinderlinse als strahlfokussierende Komponente	31
3.4	LIGA-Prisma als Komponente eines mikrooptischen Abbildungsexperimentes	34
<b>4.</b>	<b>Anwendung von mikrooptischen LIGA-Strukturen in der Faseroptik</b>	<b>37</b>
4.1	Optische Fasern	37
4.1.1	Bedeutung der Fasertechnologie	37
4.1.2	Kenngößen von Multimodefasern	39
4.1.3	Bestimmung der numerischen Apertur von Multimodefasern	43
4.1.4	Bestimmung der Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche	44
4.2	Raytrace Programm zur Simulation von LIGA-Faserkoppelstrukturen	47
4.2.1	Darstellung des Programms	47
4.2.2	Simulation des Abstrahlverhaltens im Nahbereich	49
4.2.3	Simulation des Koppelverhaltens von zwei Multimodefasern	53
4.2.4	Simulation von Koppelementen	55

4.3	Experimentelle Ergebnisse	59
4.3.1	Meßaufbau und Versuchsdurchführung	59
4.3.2	Ergebnisse an durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Koppellementen	61
4.3.3	Ergebnisse an abgeformten Koppellementen	63
<b>5.</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>66</b>
<b>Anhang 1:</b>	<b>Spektrale Dämpfung des in der Röntgentiefenlithographie verwendeten Polymethylmethacrylats</b>	<b>70</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>72</b>



## 1. Einleitung

Der fortwährende Trend der Miniaturisierung in der Elektronik, der Sensorik, der Aktorik und der Aufbau- und Verbindungstechnik ermöglicht in zunehmendem Maße die Herstellung von Mikrochips, die "empfinden", "entscheiden" und "reagieren" können. Diese "intelligenten" Mikrochips zeichnen sich durch ihre kompakte Bauweise und die Integration verschiedenster Funktionselemente auf kleinstem Raum aus. Ihre Herstellung erfolgt mit den für eine Massenfertigung geeigneten, der Mikroelektronik entlehnten Verfahren [Ben91], die eine kostengünstige Realisierung dieser Elemente erlauben. Mit den Mikrosystemen ist es möglich, technischen Großprodukten wie beispielsweise einem Automobil oder einem Flugzeug ein "Nervensystem" zu geben, bei dem die Mikrochips mit Hilfe ihrer Sensoren Daten erfassen, durch einen Vergleich mit ihrem elektronischen Speicher auswerten und aus dem Ergebnis dieser Analyse eine entsprechende Aktion z.B. in Form eines Warnsignals einleiten. Aufgrund der Kleinheit, des geringen Gewichtes, der nahezu unbegrenzten Möglichkeit, diese Mikrosysteme sensitiv auf bestimmte Aufgabenstellungen auszulegen sowie durch die kostengünstige Serienfertigung können sie auf Massenmärkten wie beispielsweise der Automobilindustrie oder der Umwelttechnik eingesetzt werden und die Qualität und Zuverlässigkeit der Produkte deutlich verbessern [Kro92]. Die Erforschung und Entwicklung solcher Mikrosysteme wird unter dem Begriff Mikrosystemtechnik zusammengefaßt, mit der durch den "...abgestimmten Einsatz von Mikrotechniken und Systemtechniken in Entwicklung und Fertigung für neuartige Peripheriekomponenten und Subsysteme, die von den Marktanforderungen ausgehen..." [BMFT90] eine industrienaher Entwicklung marktfähiger Produkte erreicht werden soll.

Die Mikrosystemtechnik vereinigt dabei die Entwicklungen der Mikroelektronik, der Mikromechanik und der Mikrooptik. Dabei kommt der Mikroelektronik in vielfacher Hinsicht eine besondere Bedeutung zu. Zum einen wurden und werden hier die Fertigungstechniken für eine Massenfertigung von mikroelektronischen Bauteilen entwickelt und erprobt, zum anderen stellen mikroelektronische Chips einen nahezu unbegrenzten Speicherplatz für Informationen jeder Art zur Verfügung. Außerdem wurden durch die Entwicklung der Mikroelektronik die wesentlichen physikalischen und chemischen Eigenschaften des Werkstoffes Silizium erforscht. Dieses angesammelte Wissen über Materialeigenschaften zusammen mit den spezifischen Verfahren zur Bearbeitung wird in den letzten Jahren zunehmend in der Mikromechanik [Heu89] und der Optoelektronik [Sp90] genutzt. So befinden sich eine Vielzahl mikromechanischer Elemente sowohl in der Sensorik als auch in der Aktorik in der Entwicklung. Einen Zugang zum Markt haben inzwischen Drucksensoren [Kre90] und Beschleunigungssensoren [Schl90] gefunden.

Die Aktivitäten in der Mikrooptik teilen sich auf mehrere Arbeitsgebiete auf.

Eine wichtige Funktion kommt der bereits erwähnten Optoelektronik zu, die für eine optisch-elektronische Signalumwandlung unerlässlich ist [Met91]. Aufbauend auf Silizium und Galliumarsenid konnten in den letzten Jahren äußerst kleine und leistungsfähige Halbleiterlichtquellen und -detektoren entwickelt und durch Photolithographie sowie verschiedene Dotierverfahren mit definierten und reproduzierbaren Eigenschaften kostengünstig und in großen Stückzahlen gefertigt werden [Sei84, Wil83]. Einsatzgebiete solcher Bausteine sind neben Einzelgeräten wie CD-Spieler, Laserdrucker oder elektronisches Abtastgerät (FAX, Scanner) die optische Nachrichten- und Kommunikationstechnik [Et91, Hi90], bei der durch intensive Lichtquellen und empfindliche Empfänger zusammen mit der Entwicklung sehr dämpfungsarmer Glasfasern wesentlich größere Strecken ohne zusätzliche Impulsverstärkung als mit der herkömmlichen Kupferleitungstechnik zurückgelegt werden können.

Die für die Informationsübertragung in der Nachrichtentechnik notwendige Modulation optischer Signale oder ihre Aufteilung auf verschiedene Glasfasern beispielsweise mit einem Richtkoppler kann durch Integriert Optische Chips (IOC's) realisiert werden, deren Entwicklung und Erforschung die Zielsetzung der Integrierten- oder Wellenleiteroptik ist [So90]. Diese planaren Strukturen werden gleichfalls durch optische Lithographieverfahren und Diffusionsprozesse, durch die eine Brechungsindexänderung in den strukturierten Bereichen erfolgt, hergestellt. Wesentliche Nachteile dieser Technik für eine breite Markteinführung ergeben sich zum einen aus der noch nicht zufriedenstellend gelösten Frage einer einfachen und langzeitstabilen Ankopplung an die optischen Übertragungsfasern [So90] und zum anderen aus den typischen lateralen Abmessungen dieser Elemente von mehreren Millimetern [Vo88], wodurch eine konsequente Miniaturisierung begrenzt wird.

Während in der Nachrichtentechnik bei der Datenübertragung über große Strecken die Monomode-Glasfasertechnik bereits etabliert ist [Fr90], wird bei der direkten Verteilung der Information an die einzelnen Endteilnehmer oder auch in lokalen Netzwerken, in denen Dämpfung und Dispersion eine untergeordnete Rolle spielen, das Kupferkabel aufgrund seiner einfacheren Handhabung noch bevorzugt. Die Verwendung der Multimode-Glasfasertechnik in solchen lokalen Netzwerken wie beispielsweise in der industriellen Prozeßtechnik zur Überwachung und Steuerung von Maschinen, in der Hochspannungstechnik zur Steuerung der Thyristoren, in lokalen Kommunikationsnetzen (Computer-Netze, Bürokommunikation) zur schnellen Datenübertragung oder in der faseroptischen Sensorik zur direkten Messung optisch zugänglicher physikalischer Größen [Kis88] hat gegenüber der Kupferkabeltechnik Vorteile wie geringes Gewicht und Größe oder keine Störanfälligkeit gegenüber elektromagnetischen Feldern. Eine breite Markteinführung in

diesen attraktiven Einsatzgebieten erfordert jedoch eine einfache, flexible und billige optische Signalverzweigung für die Verbindung der verschiedenen Teilnehmer mit einer zentralen Steuereinheit oder einem optischen Bussystem.

Ein prinzipieller Nachteil der bisher genannten optischen Übertragungsmedien besteht darin, daß der natürliche dreidimensionale Charakter einer optischen Signalübertragung durch die Lichtführung in Glasfasern nicht voll genutzt wird. Damit wird der hohe Grad an "paralleler" Signalverarbeitung, der beispielsweise in einem "Optischen Computer" zu einer enormen Steigerung der Rechenleistung führen würde, nicht realisiert [Fe88]. Aus diesem Grund werden in einem weiteren Arbeitsgebiet der Mikrooptik die Möglichkeiten der Miniaturisierung der aus der Strahlenoptik bekannten refraktiven optischen Komponenten in eine Größe von weniger als ein Millimeter untersucht. Beispiele für miniaturisierte Komponenten sind Mikrolinsenarrays, die durch Diffusion in Glas hergestellt werden [Ig82] oder Fresnel-Mikrolinsen, die eine optimale Ankopplung von Laserdioden an Glasfasern ermöglichen [Og91]. Ebenso zeigen die vielen Aktivitäten auf dem Forschungsgebiet "Optischer Computer", daß ein Bedarf an miniaturisierten refraktiven Komponenten sowie daraus aufgebauten mikrooptischen Anordnungen für die Realisierung einer optischen Signalverarbeitung besteht [Fe88, Mer92]. Neben der Entwicklung geeigneter Fertigungstechniken für die Herstellung dieser Komponenten müssen für die einfache Handhabung sowie für die Verbindung an die Außenwelt nach Möglichkeit mechanische Haltestrukturen in den Herstellungsprozeß integriert werden. Mit Hilfe solcher Haltestrukturen können auch komplexe Anordnungen ohne einen großen Justieraufwand aufgebaut werden.

Mit der **LIGA**-Technik [Bec86] und ihren Fertigungsschritten Röntgentiefenlithographie, Galvanik und Abformung können Mikrostrukturen präzise in optisch transparenten Materialien wie Polymethylmethacrylat (PMMA) hergestellt werden. Die charakteristischen Eigenschaften der Strukturen sind freie zweidimensionale Formgebung, senkrechte Seitenwände, flexibel wählbare Strukturhöhen bis zu mehreren 100 Mikrometern Höhe sowie kleinste laterale Abmessungen der Strukturen im Mikrometerbereich mit Strukturgenauigkeiten im Submikrometerbereich. Neben einer Vielzahl von Anwendungsbeispielen in der Mikromechanik [Mo91] wurden die Möglichkeiten der LIGA-Technik auch in der Integrierten Optik am Beispiel eines miniaturisierten Wellenlängen-Demultiplexers [An90] untersucht. Dabei war ein Schwerpunkt der bisherigen Arbeiten die Herstellung eines lichtleitenden 3-Schichtresistaufbaus, durch den zum einen eine effektive Ankopplung der zur Signalübertragung eingesetzten Multimodeglasfasern möglich ist und bei dem zum anderen durch die Lichtführung sehr geringe Dämpfungsverluste im Baustein realisiert werden können.

Daneben ist es denkbar, mit der LIGA-Technik miniaturisierte refraktive optische Komponenten für die Mikrooptik herzustellen. Zusammen mit im selben Fertigungsschritt erzeugten mechanischen Haltestrukturen, über die weitere Komponenten wie beispielsweise Kugellinsen, Filter oder Multimodeglasfasern präzise justiert in einem mikrooptischen Strahlengang integriert werden könnten, eröffnen sich eine Reihe von Anwendungsmöglichkeiten z.B. in der optischen Signalverarbeitung [Br91].

Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, die Möglichkeiten der LIGA-Technik zur Herstellung von refraktiven mikrooptischen Komponenten aufzuzeigen, die optische Funktionstauglichkeit verschiedener, mit Hilfe der Röntgentiefenlithographie hergestellter Komponenten zu überprüfen sowie die Verwendbarkeit mikrooptischer Komponenten in Kombination mit mechanischen Haltestrukturen am Beispiel von Koppelementen für Multimodefasern nachzuweisen.

Um die Eignung der LIGA-Technik zur Herstellung von mikrooptischen Komponenten zu überprüfen, mußten zunächst die grundlegenden, für eine optische Anwendung kritischen Struktureigenschaften untersucht werden. Es wurden die für die Röntgentiefenlithographie kritischen Prozeßparameter erarbeitet und ihre Auswirkungen auf die Funktionstauglichkeit der mikrooptischen Komponenten diskutiert.

Für die Untersuchung der im Hinblick auf eine optische Verwendung der Strukturen maßgeblichen Qualität der lithographisch hergestellten Seitenwände wurde mit der Methode der phasenschiebenden Interferometrie ein Meßverfahren eingesetzt, mit dem großflächige Bereiche mit einer hohen Empfindlichkeit untersucht werden können. Die interferometrische Analyse von Seitenwänden durchschnittlicher Oberflächenqualität ergaben eine mittlere Oberflächenrauigkeit von 50 nm ( $\lambda/10$ ). Damit kann bereits eine Vielzahl mikrooptischer Anwendungen realisiert werden.

Um die Anwendungsmöglichkeiten der LIGA-Technik in der Mikrooptik zu erweitern, wurde der Bestrahlungsprozeß um die Herstellung von zum Substrat geneigten Seitenwänden modifiziert. An solchen schrägen Seitenwänden können in der LIGA-Ebene abgebildete Strahlen in die vertikale Richtung ausgelenkt und beispielsweise in einem auf der LIGA-Ebene positionierten Detektor nachgewiesen werden. Die Rechnungen zum Verlauf der Isodosenlinien bei der Strukturierung einer um  $45^\circ$  zur Substratoberfläche geneigten Seitenwand ergeben, daß die Neigung der Seitenwand gerade dem bei der Bestrahlung eingestellten Kippwinkel der Einheit Maske/Probe zur Synchrotronstrahlung entspricht und daß die zusätzliche Neigung von  $0.2 \mu\text{m} / 100 \mu\text{m}$  Strukturhöhe aufgrund des schrägen Verlaufs der Absorberkante vernachlässigbar gering ist. Die mittlere Rauigkeit dieser Seitenwände ist mit 50 nm vergleichbar gut zu der von senkrecht strukturierten Seitenwänden.

Die optische Funktionstauglichkeit wurde an einer Vielzahl von mikrooptischen Komponenten überprüft. Am Beispiel eines als Retroreflektor eingesetzten Mikroprismas wurde die Bildqualität in einem mikrooptischen Abbildungsexperiment untersucht. Bei der Kombination dieses Prismas mit einem Mikrolinsenarray aus Glasdiffusionslinsen konnten in einem "4f-Abbildungsexperiment" kleinste laterale Details des abgebildeten Gegenstandes von 3  $\mu\text{m}$  aufgelöst werden. Die Fokussierung eines Lichtstrahls mit Zylinderlinsen wurde analysiert und erörtert. Ein 600  $\mu\text{m}$  breiter, paralleler Laserstrahl konnte mit einer plankonvexen Zylinderlinse im Abstand der Linsenbrennweite zu einem schmalen Strich mit einer  $1/e^2$ -Breite von 6.5  $\mu\text{m}$  fokussiert werden. Daneben wurden aus mehreren Einzelkomponenten zusammengesetzte mikrooptische Bänke hergestellt. Die in verschiedenen Anordnungen realisierte definierte Strahlführung zeigt, daß der im Design vorausberechnete Lichtweg in die durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Aufbauten umgesetzt werden konnte und dort die gewünschte optische Funktion auch ohne eine Justierung der Einzelkomponenten ausführt. Alle erarbeiteten Ergebnisse unterstreichen die Möglichkeiten, die die LIGA-Technik sowohl bei der Herstellung einzelner als auch zu einem miniaturisierten Aufbau zusammengesetzter Komponenten bietet.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurden durch die Kombination von mikrooptischen Komponenten und dazu exakt positionierten mechanischen Führungsstrukturen zur Aufnahme von Multimodeglasfasern kompakte und effektive Koppellemente realisiert. Für die optimale Auslegung der Elemente war es notwendig, die experimentell bestimmten Kenngrößen der zur Vermessung der Elemente verwendeten Multimodeglasfasern in einem Modell zur Beschreibung der Lichtabstrahlung von Stufenindex- und Gradientenindexfasern darzustellen. Dieses Modell wurde in ein Raytrace Programm integriert, mit dem beliebige Designs im Hinblick auf die Koppelfunktion optimiert werden können.

Die Funktionstauglichkeit der Koppellemente wurde sowohl an röntgenlithographisch hergestellten als auch an abgeformten Strukturen verifiziert. Die gemessenen Koppelwirkungsgrade sind im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulationsrechnung nur ca. 1.5-2% kleiner und belegen die Qualität der hergestellten Elemente. Insbesondere unterstreichen die Ergebnisse an den abgeformten Elementen das Potential der LIGA-Technik für eine kostengünstige Massenfertigung durch Abformung.

## 2. Grundlagen für die Strukturierung mikrooptischer Komponenten mit Hilfe der Röntgentiefenlithographie

Im folgenden Kapitel werden zunächst die wesentlichen Eigenschaften der Röntgentiefenlithographie zusammengefaßt (Kap. 2.1) sowie der Einfluß prozeßspezifischer Größen auf die Qualität mikrooptischer Komponenten und deren optischer Funktionstauglichkeit diskutiert (Kap. 2.2). Eine insbesondere für optische Anwendungen interessante Erweiterung des Verfahrens zur Herstellung von schräg zur Substratoberfläche verlaufenden Seitenwänden wird beschrieben sowie die damit erreichbare Strukturqualität anhand des Dosisverlaufs über der Resisttiefe analysiert (Kap. 2.3). Die für optische Anwendungen entscheidende Oberflächenqualität der Seitenwände wurde mit der Methode der phasenschiebenden Interferometrie untersucht. Die Methode sowie die Meßergebnisse an LIGA-Strukturen werden in Kap. 2.4 zusammenfassend dargestellt.

### 2.1 Strukturierung dicker Resistschichten durch Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung

Bei der Röntgentiefenlithographie wird zur Übertragung einer Maskenabsorberstruktur die Schattenprojektion mit Synchrotronlicht genutzt. Zur Strukturierung wird die tangential in Form eines schmalen Bandes aus den Ablenkmagneten eines Elektronensynchrotrons oder Speicherrings abgestrahlte Röntgenstrahlung genutzt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde die Bonner **Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)**<sup>1</sup> eingesetzt, die bei einer maximalen Elektronenenergie von 2.3 GeV betrieben wurde. Die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung, insbesondere die hohe Intensität, die geringe vertikale und horizontale Divergenz sowie das kontinuierliche Röntgenspektrum erlauben dabei die sehr getreue 1:1 Übertragung der Maskenabsorberstrukturen in dicke Resistschichten [Bec84].

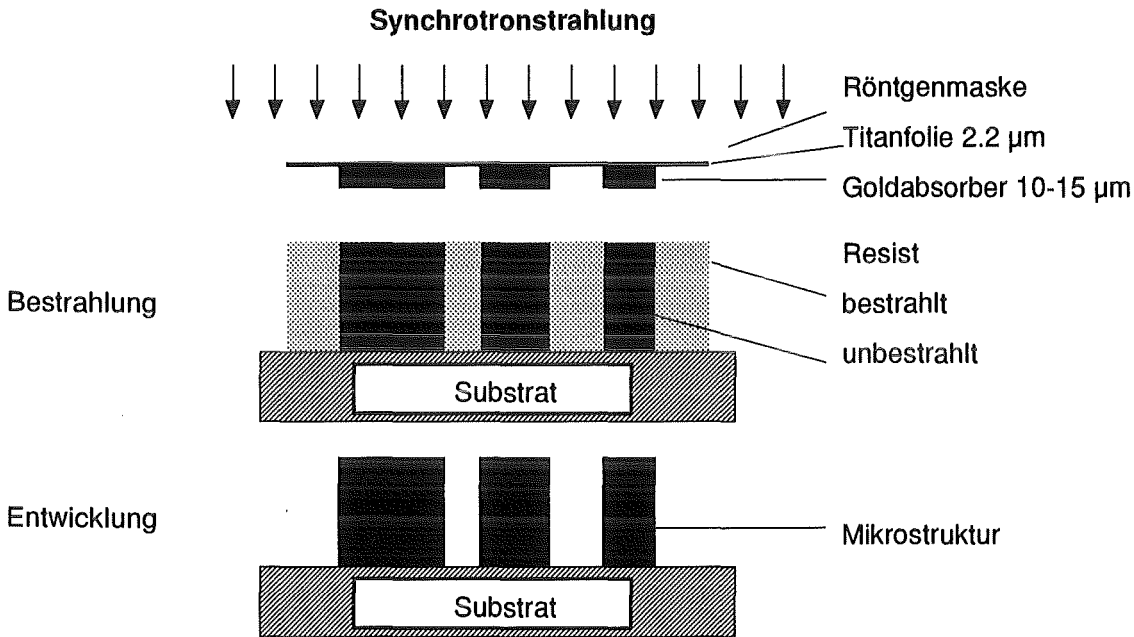
Die Belichtung der Proben erfolgt in einer Bestrahlungskammer, die über ein Vakuumfenster aus Polyimid vom Hochvakuum des Speicherrings getrennt ist [Mo88]. Maske und Probe sind fest miteinander verbunden auf einem Präzisionsschlitten montiert, der diese Einheit periodisch durch die schmale Strahlungskeule des Synchrotronspektrums fährt. Auf diese Weise wird jeder Punkt

---

<sup>1</sup>Um in der Kernphysik Experimente mit einem vernünftigen Zeitaufwand durchzuführen, muß der in ELSA mit konstanter Energie umlaufende Elektronenstrahl gleichmäßig abgeschält werden. Der so gewonnene kontinuierlich extrahierte Elektronenstrahl wird beispielsweise zur Erzeugung von  $\gamma$ -Quanten bekannter Energie benötigt. Dieser Betriebsmode von ELSA wird als **Stretcher-Mode** bezeichnet. Für die lithographische Strukturierung wird ELSA im sogenannten **Speicher-Mode** betrieben. In diesem Fall entfällt die Extraktion des Elektronenstrahls [Nu88].

der Maske gleichmäßig mit dem vollständigen Spektrum bestrahlt und die im Resist abgelagerte Dosis kann unter Berücksichtigung der zusätzlichen Absorber und Filter genau berechnet werden [vgl. z.B. Ma89]

In Abb. 2.1 ist die röntgenlithographische Strukturierung dicker PMMA-Schichten schematisch skizziert.



**Abb. 2.1** Schematische Darstellung der Röntgentiefenlithographie mit den Schritten Bestrahlung und Entwicklung.

Die einfallende Röntgenstrahlung wird von den Absorberstrukturen auf der Maske nahezu vollständig absorbiert, so daß nur die nicht abgedeckten Resistbereiche der intensiven Röntgenstrahlung ausgesetzt sind. Durch die Absorption der Röntgenquanten werden in dem standardmäßig als Resist eingesetzten Polymethylmethacrylat (PMMA) über die dabei erzeugten Sekundärelektronen eine Vielzahl von chemischen Reaktionen eingeleitet, die letztendlich zu einem Bruch der Hauptkettenbindung führen [Schn81]. Hierdurch wird in den bestrahlten Bereichen das mittlere Molekulargewicht deutlich verringert, was im nachfolgenden Entwicklungsschritt ausgenutzt wird, um diese Bereiche selektiv und ohne einen Angriff der unbestrahlten Bereiche aufzulösen. Durch das optimale Zusammenspiel von Resistmaterial, Bestrahlungsbedingungen, Entwickler und Entwicklungsbedingungen können Mikrostrukturen hergestellt werden, die sich durch eine extrem glatte und rückstandsfreie Oberfläche der Strukturseitenwände auszeichnen [Mo88].

Für die Herstellung von Komponenten der Mikrooptik ist die hohe Parallelität der Strahlung von entscheidender Bedeutung. Berechnungen der im Schattenbereich der Absorberstrukturen abgelagerten Dosis haben gezeigt, daß die durch Beugung

an den Absorberkanten, durch die Reichweite der ausgelösten Sekundärelektronen sowie durch den Einfluß der Strahlungsdivergenz dort bedingte Dosisablagerung so gering ist, daß bei einer hohen Selektivität des Entwicklers (vgl. Kap. 2.3) Abweichungen von einer mathematisch senkrechten Kante von weniger als  $0.1 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}$  Resisthöhe zu erwarten sind [Bec84]. Dies konnte experimentell bestätigt werden [Mo88] und erfüllt damit eine Grundvoraussetzung für die präzise Herstellung optischer Komponenten mit nahezu senkrecht auf der Substratoberfläche stehenden parallelen Seitenwänden. Daneben steht mit dem Resistmaterial PMMA ein Werkstoff zur Verfügung, der neben seinen hervorragenden lithographischen Eigenschaften [Bow84] ein ausgezeichnetes Transmissionsvermögen im sichtbaren und nahen IR-Spektralbereich aufweist [Schre75, Gl86, Gö91b] und damit die Herstellung dämpfungsarmer mikrooptischer Komponenten ermöglicht (vgl. Anhang 1).

## **2.2 Einflußgrößen des Prozesses auf die Qualität der Strukturen**

Passive mikrooptische Strukturen zeichnen sich mit Ausnahme von auf Interferenzeffekten beruhenden Funktionselementen dadurch aus, daß keine kritischen Strukturabmessungen im Submikrometer- bzw. Mikrometerbereich zu strukturieren sind. Auf der anderen Seite werden für die gute optische Funktionstauglichkeit der Komponenten eine sehr geringe Defektdichte sowie extrem glatte und saubere Seitenwände benötigt. Ebenso fordern mikrooptische Anwendungen hohe Strukturen von mehr als  $500 \mu\text{m}$ . Für deren Herstellung müssen geeignete Prozeßparameter bei der Röntgentiefenlithographie gewählt werden, die zunächst erarbeitet und optimiert werden müssen.

Durch Strukturdefekte wie Fehlstellen im Absorber oder Ablagerungen auf den Seitenwänden wird die Funktionstüchtigkeit der Mikrostrukturen z.T. erheblich beeinträchtigt. Durch massive Defekte werden Lichtstrahlen unkontrolliert aus der gewünschten Ausbreitungsrichtung abgelenkt oder diffus gestreut (vgl. Abb. 2.2).

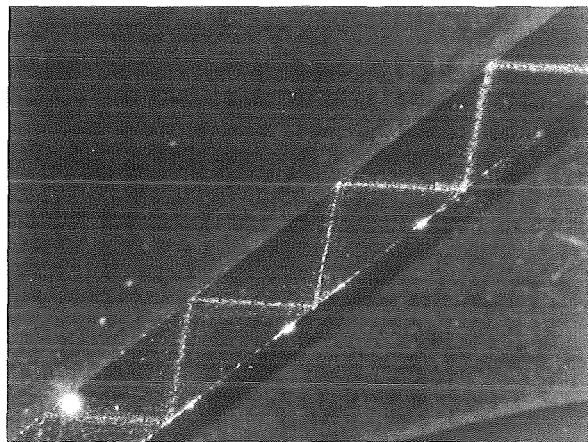
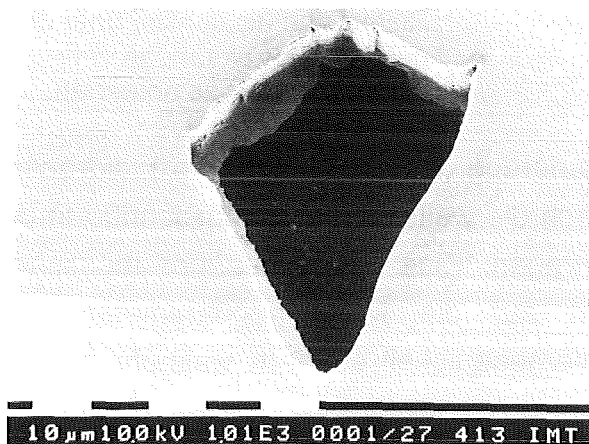
In gleicher Weise ergibt sich bei rauen optischen Grenzflächen ein erhöhter Intensitätsverlust durch eine diffuse Streuung [Ber87]. Besonders störend wirkt sich dies bei der Verwendung kohärenter Lichtquellen aus, da außer einem Intensitätsverlust noch Beugungserscheinungen auftreten [Har70], die eine Verschlechterung der Strahleigenschaften und damit eine Beeinträchtigung der optischen Funktion dieser Komponenten zur Folge haben.

Da durch die Röntgentiefenlithographie kleinste Strukturdetails exakt in den Resist übertragen werden, müssen bereits bei der Herstellung der Masken hohe



Anforderungen an die Qualität der Strukturanten und an die Defektfreiheit der Absorberstrukturen gestellt werden [An90].

In den Abbildungen 2.2a und 2.3a sind exemplarisch an zwei Absorberstrukturen einer Röntgenmaske typische Defekte aufgezeigt, deren Auswirkungen auf die Qualität der optischen Strukturen in den Abbildungen 2.2b bzw. 2.3b dargestellt sind. Das in Abb. 2.2a abgebildete Loch in der Absorberschicht führt zu einem Loch in der Resiststruktur und bildet damit ein Streuzentrum in der Struktur. Da die röntgenlithographische Kopie von der Zwischenmaske auf die eigentliche Röntgenmaske [Scho91] ebenso wie die galvanische Abscheidung der Goldabsorber nicht unter Reinraumbedingungen erfolgt, ist die Ursache für solche Defekte auf Partikel, die sich während der Herstellung auf dem Maskenblank ablagern, zurückzuführen. An solchen Stellen kann die Goldgalvanik nicht starten und hinterläßt ein Loch im Absorber. Abb. 2.2b zeigt einen Lichtstrahl, der sich in einem PMMA-Lichtleiter durch Totalreflexion ausbreitet und an so einem Loch diffus gestreut wird und dadurch fast seine gesamte Intensität verliert. Da die Funktion der optischen Strukturen durch solche Defekte in einem erheblichen Maße beeinflusst wird, muß zu ihrer Vermeidung ein absolut sauberes Arbeiten in allen Prozeßschritten der Maskenherstellung nach Möglichkeit unter Reinraumbedingungen gefordert werden.

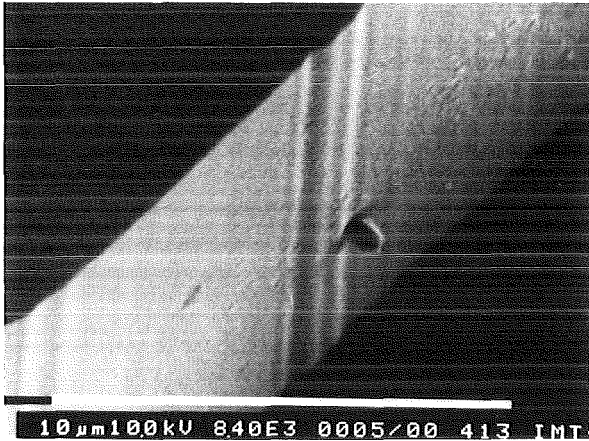


**Abb. 2.2a:** Loch in einer homogenen Goldabsorberstruktur.

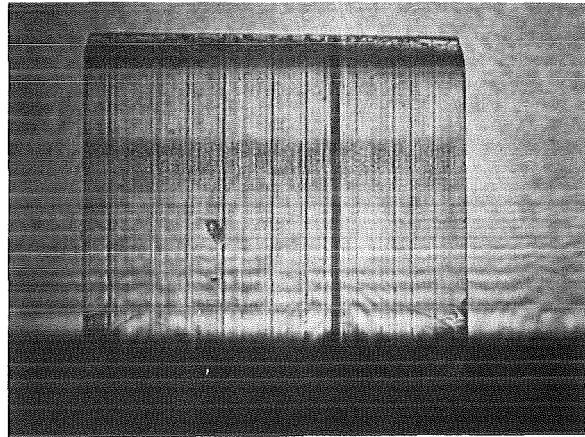
**Abb. 2.2b:** PMMA-Lichtleiter; der durch Totalreflexion geführte Lichtstrahl wird an einem Loch diffus gestreut.

Die in Abb. 2.3a abgebildeten Riefen an der Seitenwand des Goldabsorbers haben in der Regel eine Tiefe von 100-300 nm und eine laterale Ausdehnung in vergleichbarer Größe. Sie werden durch die detailgenaue Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie in den Resist übertragen. Die in Abb. 2.3b dargestellte Rückseite einer planparallelen PMMA-Platte mit einer Strukturhöhe von 500 µm und einer Dicke von 100 µm zeigt den Einfluß der Riefen auf die Transmission eines homogenen, auf die Vorderseite einfallenden Laserstrahls (HeNe-Laser,  $\lambda=633\text{nm}$ ).

Die Riefen zeichnen sich deutlich als dunkle, senkrechte Linien auf der Seitenwand ab. An diesen Stellen gelangt kein Licht durch die Platte. Daß der obere Bereich der Struktur ebenfalls dunkel erscheint, ist auf eine starke Verrundung der Struktur in den oberen 80  $\mu\text{m}$  zurückzuführen. Diese Verrundung ist auch deutlich an den Strukturseiten zu sehen. Das horizontale Streifenmuster, das in Abb. 2.3b zu erkennen ist, wird durch die Beugung des Laserstrahls an der Substratkante hervorgerufen.



**Abb. 2.3a:** Riefen auf der Seitenwand einer Absorberstruktur.



**Abb.2.3b:** Rückseite einer homogen ausgeleuchteten PMMA-Platte; die Riefen sind als dunkle, über der gesamten Strukturhöhe verlaufende Linien zu erkennen.

Die Riefenbildung ist bereits bei der Strukturierung der Maske mit dem Elektronenstrahlschreiber zu beobachten und wird durch die weiteren Fertigungsschritte in die Absorberstruktur der Röntgenmaske übertragen. Eine Diskussion der möglichen Ursachen hat gezeigt, daß dies nicht auf die Maschinenparameter<sup>2</sup> wie beispielsweise die Adressier- und Positioniergenauigkeit sondern vielmehr auf die durch die Röntgentiefenlithographie vorgegebenen Anforderungen an die Maske zurückzuführen ist. Die beobachteten Versätze auf den Absorberseiten sind eine Folge von mehreren Effekten. Aufgrund der mit 3 - 4  $\mu\text{m}$  relativ dicken Resistschicht bildet sich im bestrahlten Resist eine Raumladung aus, die die Strahleigenschaft beeinflusst. Ebenso kommt es durch die für die gute Haftung erforderliche raue Maskenoberfläche aus Titanoxid zu Problemen bei der Fokussierung des optischen Meßsystems auf die Substratoberfläche. Thermische Effekte, der Einfluß der Stromdichte sowie die Schreibstrategie des Elektronenstrahlschreibers können gleichfalls für die beobachteten Versätze verantwortlich sein [Hei92]. Obwohl gerade die letztgenannten Punkte im gewissen Rahmen beispielsweise durch eine Veränderung der Schrittweite (Beam Step Size) der einzelnen Spots optimiert

<sup>2</sup>Vectorscanmaschine der Fa. Philips, TYP EBP55-HS

werden können, muß immer berücksichtigt werden, daß damit die Schreibzeit z.T. drastisch verlängert wird und somit auch über eine lange Schreibzeit von mehreren Tagen extrem stabile Umgebungsbedingungen gefordert werden müßten.

Eine vergleichbare Verschlechterung der optischen Funktion der Komponenten resultiert aus Materialrückständen auf den Seitenwänden, die von nicht vollständig gelöstem oder von während des Spülprozesses ausgefälltem Resistmaterial herrühren und sich besonders bei hohen Mikrostrukturen und damit verbundenen langen Entwicklungszeiten zeigen. Es hat sich als günstig erwiesen, anstelle der üblicherweise eingesetzten Tauchentwicklung die Rückstände durch eine zusätzliche Einstrahlung von Megashallwellen zu entfernen, wodurch insbesondere die Durchmischung des Entwicklers und der Abtransport des gelösten Materials unterstützt wird [Fs91]. Diese Methode kann auch dazu genutzt werden, Ablagerungen, die sich beispielsweise bei einer längeren Lagerung der Proben ergeben, zu entfernen, ohne die Strukturqualität zu beeinflussen oder die Strukturen zu beschädigen.

Eine weitere Defektursache bei hohen Strukturen ist der Angriff an der Oberseite der bei der Bestrahlung durch die Absorber abgedeckten Resistbereiche. Daneben ist bei diesen Strukturen auch eine relativ starke Verrundung im oberen Strukturbereich zu erkennen.

Der Angriff der Resistoberfläche unterhalb der Absorber kann nur durch eine zusätzliche Dosisablagerung in diesen Bereichen erklärt werden. Für große Strukturhöhen benötigt man dicke Vorabsorberfolien aus Kapton ( $>250\ \mu\text{m}$ ), durch die der zur Strukturierung des Resists genutzte Spektralbereich verkleinert und zu kürzeren Wellenlängen d.h. höheren Röntgenenergien verschoben wird. Insbesondere ergibt sich daraus eine relative Vergrößerung der Absorption an der Ti-K-Kante, so daß dadurch ausgelöste Sekundäreffekte wie Röntgenfluoreszenz [Je81] und Rayleigh-Streuung [Ev55] zu einer zusätzlichen Dosisablagerung führen. Die durch diese Effekte bedingte Dosisablagerung kann gegenüber der durch den Photoeffekt im Resist erfolgten Dosisablagerung nicht mehr vernachlässigt werden [Pa92]. Diese Sekundärstrahlung wird im Fall der Röntgenfluoreszenz isotrop in den ganzen Raum und bei der Rayleigh-Streuung in einem Winkelintervall von  $\pm 30^\circ$  zur Geradeausrichtung gestreut und könnte die zusätzliche Dosisablagerung im Schattenbereich unterhalb der Absorber erklären.

Die stärkere Kantenverrundung ist zum einen auf die bereits genannten Sekundäreffekte bei der Bestrahlung zurückzuführen. Darüber hinaus scheint sie auch eine Folge thermischer Verzüge der Maskenmembran zu sein. Dies wird dadurch untermauert, daß die Verrundungen an Grenzen zwischen großflächigen Bereichen mit

und ohne Absorber wesentlich kleiner sind als bei isoliert stehenden, von einer freien Membran umgebenen Mikrostrukturen.

Wie Untersuchungen zeigen, sind diese Effekte bei durch eine Kaltpolymerisation eines PMMA-Gießharzes hergestellten Resistschichten [Mo88] ausgeprägter als bei PMMA-Polymerplatten, die unter speziellen Bedingungen aus dem Monomeren polymerisiert wurden. Diese Platten weisen eine enge Ausgangsmolekulargewichtsverteilung und ein hohes mittleres Molekulargewicht auf. Sie enthalten im Gegensatz zu den aus dem Gießharz polymerisierten Platten keine niedermolekularen Polymeranteile, die vom GG-Entwickler angelöst werden können [El92]. Allerdings ergibt sich bei den Polymerplatten das Problem, sie in geeigneter Weise auf ein Substrat mit der für Mikrostrukturen erforderlichen guten Haftung aufzubringen.

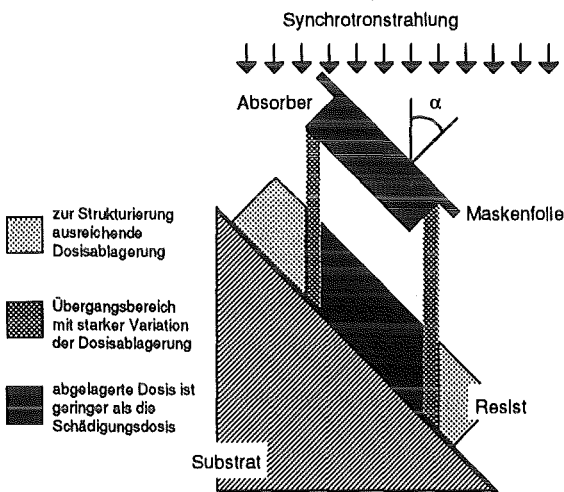
Die gewonnenen Erkenntnisse zeigen, daß die Prozeßparameter für die Strukturierung dicker Resistschichten speziell optimiert werden müssen. Dabei muß für die Festlegung der optimalen Bestrahlungsparameter der Einfluß von Sekundäreffekten bei der Berechnung der Dosisablagerung berücksichtigt werden. Mit optimalen Bedingungen und Parametern sollte es möglich sein Strukturen zu erzeugen, die über der gesamten Strukturhöhe den hohen Anforderungen für eine optische Anwendung genügen und deren prozeßbedingten Defekte deutlich verringert werden können.

### **2.3 Herstellung schräg auf dem Substrat stehender Seitenwände**

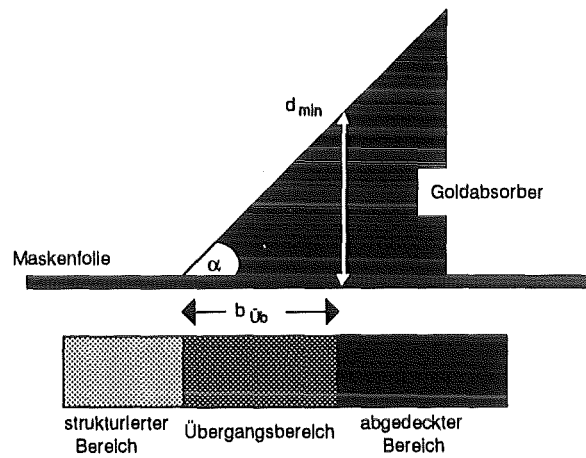
Während durch die senkrecht strukturierten LIGA-Seitenwände eine definierte Lichtführung in der LIGA-Ebene möglich ist, ist es für eine einfache Lichtein- oder auskopplung senkrecht zur LIGA-Ebene wünschenswert, auch schräg zur Substratoberfläche geneigte Seitenwände herzustellen. Um einen Lichtstrahl um  $90^\circ$  aus der LIGA-Ebene heraus abzulenken, kann dazu z.B. die Totalreflexion an der Grenzfläche PMMA-Luft an einer um  $45^\circ$  zur Substratoberfläche geneigten Seitenwand genutzt werden. Auf diese Weise lassen sich kompakte, dreidimensionale mikrooptische Anordnungen durch ein Übereinanderlegen von Ebenen mit unterschiedlicher optischer Funktion realisieren. Durch die Kombination von zwei um  $\pm 45^\circ$  geneigten Seitenwänden zu einem Retroreflektor kann dabei der Lichtstrahl zwischen den einzelnen Funktionsebenen mit Hilfe einer LIGA-Ebene abgebildet werden [Br91].

Zur Strukturierung schräger Seitenwände wird im Gegensatz zur standardmäßig durchgeführten Röntgentiefenlithographie die Einheit Maske/Probe unter einem definierten Winkel  $\alpha$  im Strahlengang positioniert. Die lithographische Strukturierung ist schematisch in Abb. 2.4a dargestellt. Durch die Schrägstellung der Einheit

Maske/Probe gibt es Bereiche im Resist, die von einem kontinuierlich dicker werdenden Absorber abgeschattet sind (vgl. Abb. 2.4b). In diesem Übergangsbereich variiert die abgelagerte Dosis von einem Wert, der für eine vollständige Auflösung des bestrahlten Resists ausreicht bis zu einem für einen Dunkelabtrag oder eine Schädigung nicht mehr ausreichenden Dosiswert. Um einen Angriff der Strukturen unterhalb des Absorbers zu vermeiden, darf die an diesen Stellen abgelagerte Dosis eine kritische "Schädigungsdosis" von ca.  $100 \text{ J/cm}^3$  nicht überschreiten [Scho90]. Beispielsweise muß für die Herstellung von  $500 \mu\text{m}$  hohen Strukturen die Mindestdicke der Goldabsorber  $d_{\text{min}} = 10 \mu\text{m}$  betragen.



**Abb. 2.4a:** Darstellung der Röntgen-tiefenlithographie zur Herstellung geneigter Seitenwände.



**Abb. 2.4b:** Verlauf des Übergangsbereichs unter einer schrägen Absorberkante.

Die Breite des Übergangsbereichs  $b_{\text{Üb}}$  wird durch die von der Resisthöhe abhängige minimale Golddicke des Absorbers  $d_{\text{min}}$  sowie dem Kippwinkel  $\alpha$  zwischen der Ausbreitungsrichtung der Synchrotronstrahlung und der Flächennormale der Einheit Maske/Resist bestimmt. Es gilt:

$$(2.1) \quad b_{\text{Üb}} = \frac{d_{\text{min}}}{\tan \alpha}$$

Für die Strukturierung einer  $45^\circ$ -Kante in eine  $500 \mu\text{m}$  dicke PMMA-Platte entspricht die Breite des Übergangsbereiches der notwendigen Absorberdicke  $d_{\text{min}}$  von  $10 \mu\text{m}$ . In Tabelle 2.1 sind die für eine optimale Bestrahlung am Speicherring ELSA der Universität Bonn bei einer maximalen Elektronenenergie von  $2.3 \text{ GeV}$  bestimmten Versuchsparemetere zusammengestellt.<sup>3</sup>

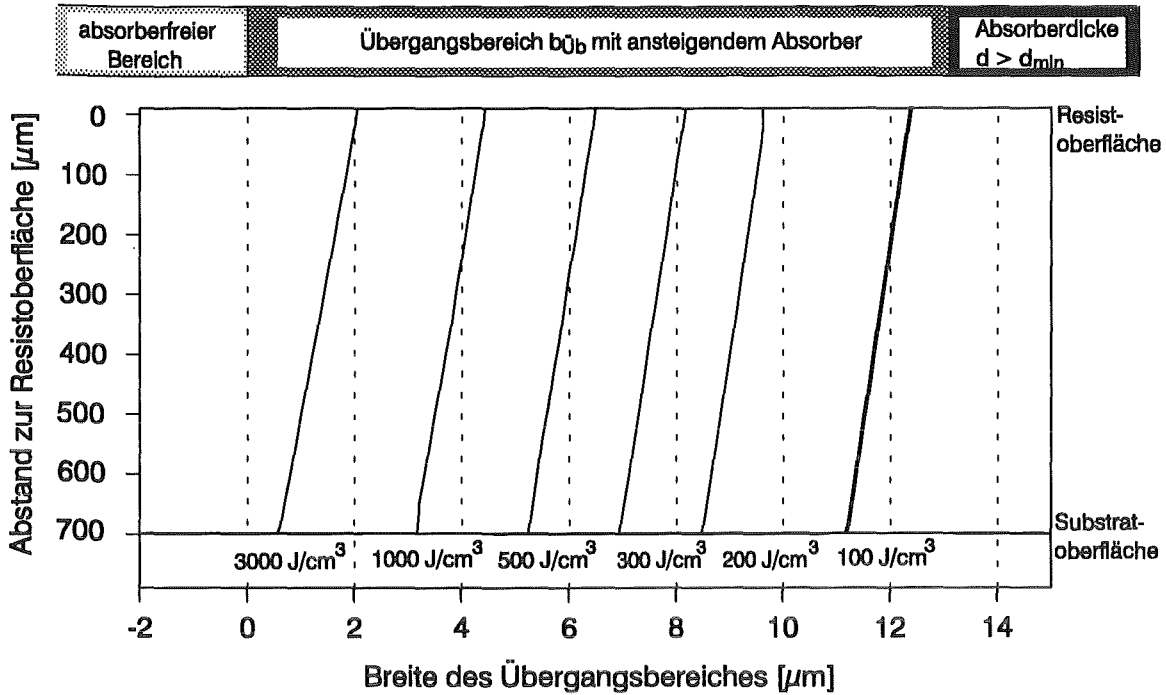
<sup>3</sup>Zur Berechnung der Dosisablagung im Resist siehe z.B. [Bec84], [Mo88] oder [Ma89].

Abb. 2.5 zeigt die Linien gleicher Dosis (Isodosislينien) über der Resistdicke im Übergangsbereich. Für einen "idealen" Entwickler, d.h. einen Entwickler, der für genau einen Dosiswert zwischen den mit einer ausreichenden Dosis bestrahlten und dadurch löslichen und den durch einen genügend dicken Absorber geschützten und damit unlöslichen Bereichen unterscheidet, beschreiben diese Linien den Verlauf der durch die schräge Bestrahlung erzeugten Strukturanten. Zur Berechnung der Isodosislينien wird die über der Resistdicke abgelagerte Dosis für verschiedene Dicken des Goldabsorbers im Bereich von 0  $\mu\text{m}$  bis 13  $\mu\text{m}$  in Schritten von 0.1  $\mu\text{m}$  berechnet. Es werden nun die Punkte, bei denen eine gleiche Dosis abgelagert wird, über der Tiefe des Resists miteinander verbunden.

Parameter	senkrechte Strukturierung	Strukturierung unter 45°
zu strukturierende Resistdicke	500 $\mu\text{m}$	710 $\mu\text{m}$
effektive Dicke der Titanmaskefolie	2,2 $\mu\text{m}$	3,3 $\mu\text{m}$
Mindestdicke des Kaptonvorabsorbers für eine maximal zulässige Oberflächendosis von 15 $\text{KJ}/\text{cm}^3$	300 $\mu\text{m}$	400 $\mu\text{m}$
Minstdosis in der Resisttiefe	4 $\text{KJ}/\text{cm}^3$	4 $\text{KJ}/\text{cm}^3$
Bestrahlungsaufwand für 10mm Hub	4650mAmin	7300mAmin

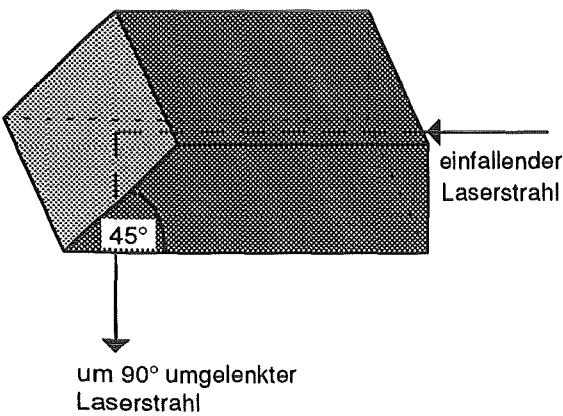
**Tabelle 2.1:** Bestrahlungsparameter für die Strukturierung einer senkrechten und einer 45° schrägen Seitenkante in eine 500  $\mu\text{m}$  dicke PMMA-Platte; Höhe der bestrahlten Fläche = 10 mm.

Aus dem Kurvenverlauf für Dosisablagerungen von 3000  $\text{J}/\text{cm}^3$  und weniger ergibt sich über der gesamten strukturierten Resisthöhe von 710  $\mu\text{m}$  ein maximaler Neigungswinkel von  $\delta = \arcsin(1.5/710) \approx 2\text{mrad}$ . Dies entspricht einer Abweichung von etwa 0.2  $\mu\text{m}/100 \mu\text{m}$  Resisthöhe und ist nur geringfügig schlechter als im Fall einer senkrechten Strukturierung [Mo88, Bec84]. Dies bedeutet, daß die Neigung der Strukturen zur Substratoberfläche gerade dem bei der Bestrahlung eingestellten Winkel entspricht.

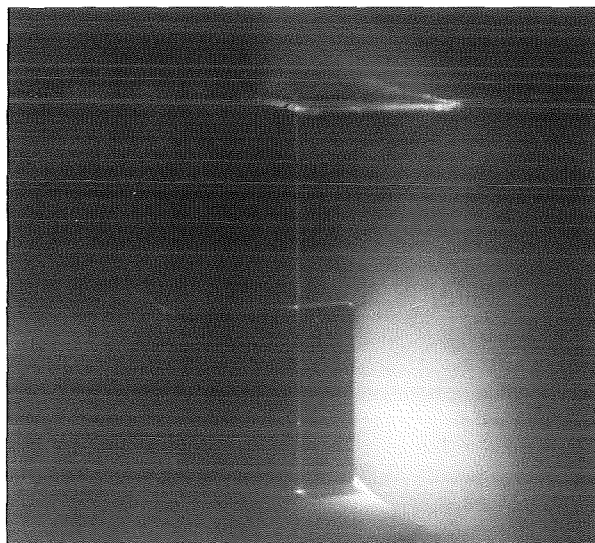


**Abb. 2.5:** Verlauf der Isodosislinien im Übergangsbereich unter einer schrägen Absorberkante.

Die optische Funktionstauglichkeit einer schrägen Seitenwand wird am Beispiel der  $90^\circ$ -Umlenkung eines Laserstrahls demonstriert. Abb. 2.6a zeigt den prinzipiellen Strahlengang. Der von rechts auf eine ebenfalls durch Röntgentiefenlithographie erzeugte senkrechte Seitenwand in eine  $500 \mu\text{m}$  dicke PMMA-Platte einfallende Laserstrahl wird am schrägen Plattenende totalreflektiert und um  $90^\circ$  nach unten abgelenkt. Wie die Abb. 2.6b belegt, ist der Strahl nach dem Durchgang durch die Platte sowie durch zwei LIGA-Seitenwände immer noch gut kollimiert.

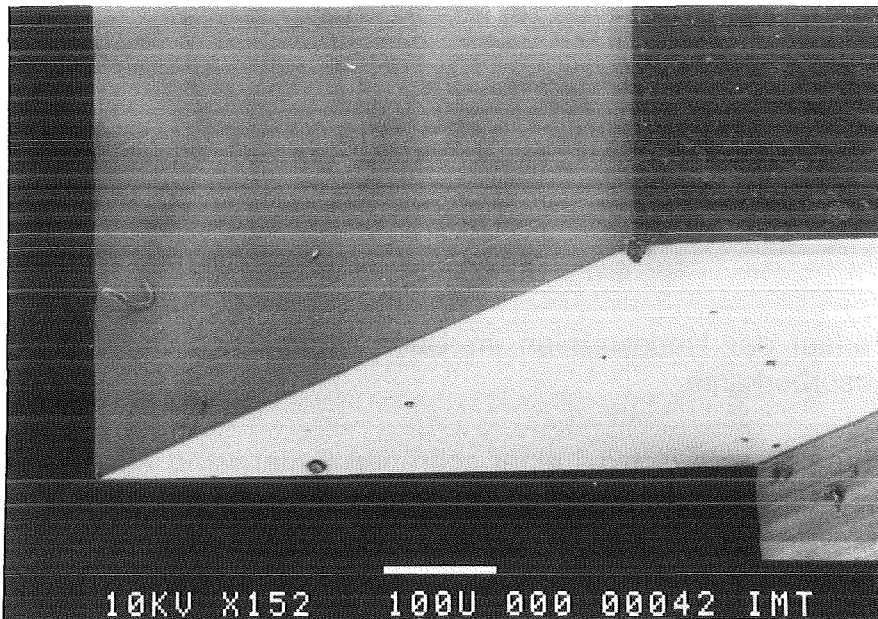


**Abb. 2.6a:** Prinzipielle Darstellung des Lichtweges.



**Abb. 2.6b:** Totalreflexion eines Laserstrahls an einer  $45^\circ$  schrägen LIGA-Seitenwand.

Abb. 2.7 zeigt die rasterelektronenmikroskopische Vergrößerung eines Ausschnittes der 45°-Kante. Anhand der Aufnahme können auf der schrägen Seitenwand keine Qualitätsunterschiede zu senkrecht strukturierten Seitenwänden ausgemacht werden. Beispielsweise verläuft die maskenbedingte Riefe über der gesamten Strukturhöhe in nahezu gleichbleibender Qualität und ist nur im oberen Bereich, bedingt durch die lange Angriffszeit des Entwicklers, etwas weniger scharf im Resist abgebildet.



**Abb. 2.7:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer 45° schrägen LIGA-Seitenwand, die in eine 500 µm dicke PMMA-Platte durch Röntgentiefenlithographie strukturiert wurde.

Die Ergebnisse zeigen, daß durch die Neigung der Einheit Maske/Probe zur Flugrichtung der Röntgenphotonen schräg zur Substratoberfläche verlaufende Seitenwände in einer für optische Anwendungen geeigneten Qualität strukturiert werden können. Neben der für optische Anwendungen interessanten Strukturierung einer 45° schrägen Seitenwand können darüber hinaus auch andere Neigungswinkel eingestellt und somit beispielsweise konische Mikrostrukturen erzeugt werden [BI91].

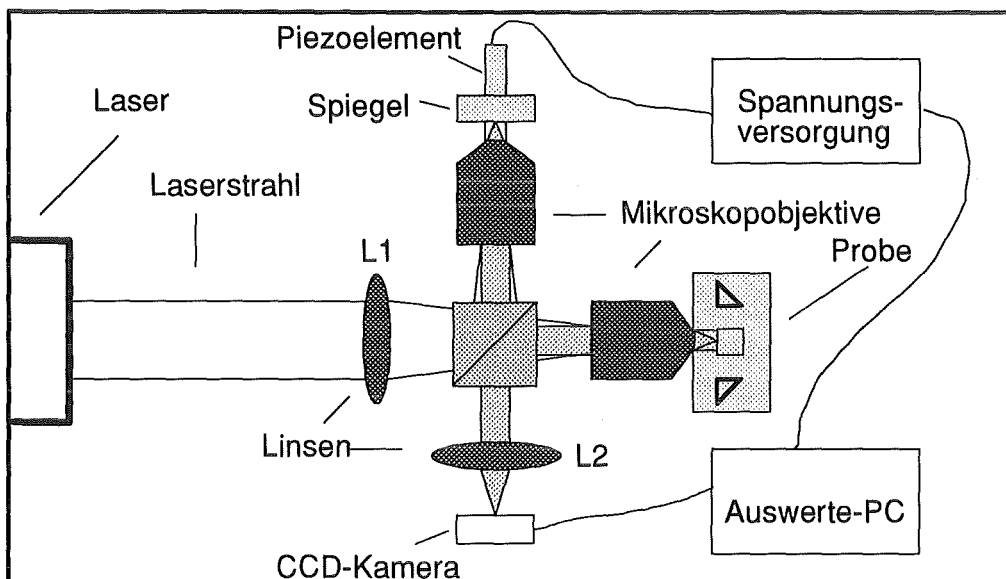


## 2.4 Analyse der Seitenwandrauhigkeit mit der Methode der phasenschiebenden Interferometrie

Für die Verwendung von LIGA-Strukturen in der Mikrooptik ist die Qualität der Seitenwandoberflächen besonders wichtig. Die Rauigkeit der Oberflächen kann mit Hilfe von interferometrischen Analysemethoden wie beispielsweise der phasenschiebenden Interferometrie sehr präzise, zerstörungsfrei und mit einer hohen Auflösung bestimmt werden.

### 2.4.1 Versuchsaufbau und Auswertung der Interferogramme

Für die Charakterisierung der LIGA-Seitenwände wurde ein Interferenzmikroskop vom Typ eines Linnik-Interferometers verwendet [Dy70]. Abb. 2.8 zeigt schematisch den Strahlengang im Interferometer<sup>4</sup>.



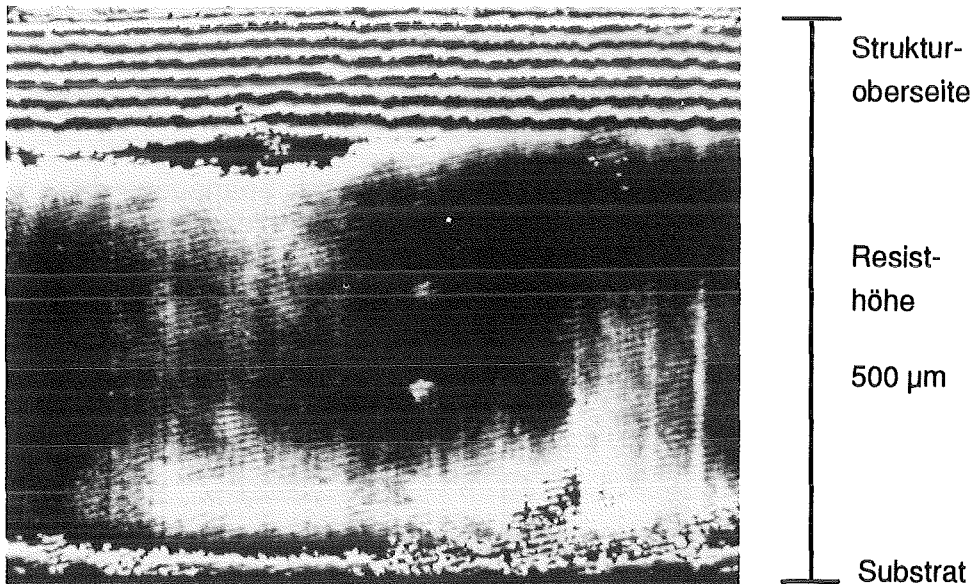
**Abb. 2.8:** Schematische Darstellung des Linnik-Interferometers.

Das von einer kohärenten Lichtquelle (HeNe-Laser) eingestrahlt Licht wird an einem Strahlteiler gleichmäßig auf die zwei Arme des Interferometers aufgeteilt. Im Referenzarm befindet sich die "ideale" Oberfläche einer Referenzprobe (ebener Spiegel, Si-Wafer), die auf einem Piezoelement montiert ist. Im Meßarm wird die zu analysierende Mikrostruktur positioniert. In beiden Interferometerarmen wird durch eine Linse L1 und ein Mikroskopobjektiv ein paralleler Lichtstrahl erzeugt, der die beiden Oberflächen gleichmäßig ausleuchtet (Beleuchtungsstrahlengang). Ein

<sup>4</sup>Der Aufbau des Interferometers sowie die Vermessung und Analyse der Seitenwandqualität wurde in Zusammenarbeit mit der Uni Erlangen, Institut für Angewandte Optik, durchgeführt. Der Versuchsaufbau sowie eine ausführliche Darstellung der Auswertung ist in [Mü92] beschrieben.

Ausschnitt der reflektierenden Oberflächen wird mit demselben Mikroskopobjektiv und mit einer Tubuslinse L2 vergrößert in die Bildebene einer CCD-Kamera abgebildet (Abbildungsstrahlengang). Diesem Bild überlagert sich das aus den unterschiedlichen Laufzeiten der Wellen resultierende Interferenzmuster. Aus dem sich ergebenden Interferenzmuster kann für jeden Punkt auf der Probe die Phasendifferenz relativ zu der idealen Referenzoberfläche bestimmt werden. Mit dem Versuchsaufbau können Flächenausschnitte von ca.  $550\ \mu\text{m} \times 750\ \mu\text{m}$  mit einer durch die Rauigkeit der Referenzoberfläche bestimmten Genauigkeit von  $\lambda/30$  analysiert werden.

Die Abb. 2.9 zeigt ein Interferogramm, das sich durch die Überlagerung der beiden kohärenten Wellenzüge auf der vergrößert abgebildeten Oberfläche der Seitenwand einer  $500\ \mu\text{m}$  hohen Mikrostruktur ergibt.



**Abb. 2.9:** Von einem Videomonitor abphotographiertes Interferenzmuster auf einer LIGA-Seitenwand.

Am oberen Strukturrand - dies entspricht der Resistoberseite bei der Bestrahlung - zeigen die eng beieinanderliegenden Interferenzstreifen die bereits diskutierte Verrundung der Seitenwand an. Im mittleren Bereich über etwa 80% der Strukturhöhe ist die Probe dagegen nahezu eben. Die hellen Punkte auf dem Interferenzbild sind eine Folge von Staubpartikeln und Ablagerungen sowohl auf der Seitenwand als auch auf Komponenten des Interferometers.

Für eine quantitative Auswertung der Interferogramme wird die Grundgleichung der Zweistrahlinterferometrie (Gl. 2.2) gelöst [Dy70].

$$(2.2) \quad E_1(x,y) = A_1(x,y)e^{i\varphi_{Ref}} \quad E_2(x,y) = A_2(x,y)e^{i\varphi_{Probe}(x,y)}$$

$$\Rightarrow I(x,y) = I_0(x,y) \left[ 1 + V(x,y) \cdot \cos(\varphi_{Probe}(x,y) - \varphi_{Ref}) \right]$$

$E_1(x,y), E_2(x,y)$ : reflektierte Wellenfronten von Referenz und Probe  
 $\varphi_{Ref}, \varphi_{Probe}(x,y)$ : Phase von Referenz- und Probenwellenfront  
 $I_0(x,y)$ : Durchschnittsintensität im Interferogramm

$$V(x,y) = \frac{2 \cdot |A_1(x,y)A_2(x,y)|}{I_0(x,y)} \quad \text{Modulationsgrad (Visibilität)}$$

Gl.(2.2) enthält drei Unbekannte, die durch die Messung bestimmt werden müssen: Die Durchschnittsintensität  $I_0(x,y)$ , den Modulationsgrad  $V(x,y)$  und die gesuchte Phaseninformation der Probe  $\varphi_{Probe}(x,y)$ .

Mit der Methode der phasenschiebenden Interferometrie kann die Phasenmessung auf eine reine Intensitätsmessung zurückgeführt werden. Dazu wird die Referenzprobe in äquidistanten Bruchteilen der Wellenlänge mit Hilfe des Piezoelementes verfahren und in jeder Spiegelstellung das erzeugte Interferenzbild aufgenommen und gespeichert. Um daraus die Phase eindeutig zu bestimmen, müssen mindestens drei Messungen mit unterschiedlichen Referenzphasen durchgeführt werden. Ein für die Auswertung besonders einfacher Fall ergibt sich bei einer Messung von vier Phasen, die sich jeweils um genau  $\pi/2$  unterscheiden. Die Phaseninformation für jeden Punkt  $(x,y)$  auf der Probenoberfläche berechnet sich für diese Situation nach Gl. (2.3) zu

$$(2.3) \quad \varphi_{Probe}(x,y) = \arctan \frac{I_2(x,y) - I_4(x,y)}{I_1(x,y) - I_3(x,y)} \text{ mod } \pi$$

$I_i(x,y)$  = Intensität am Punkt  $(x,y)$  im Interferogramm mit der  $i$ -ten Phasenverschiebung der Referenzoberfläche,  $i=1, \dots, 4$

Bei der Auswertung dieser Daten muß man berücksichtigen, daß die Phase nur bis auf einen Phasenunterschied von  $\pi$  eindeutig bestimmt ist. Mit dem realisierten Versuchsaufbau kann deshalb die Verrundung im oberen Strukturbereich nicht quantitativ erfaßt werden. Zur Darstellung der Interferogramme wird die in eine Höhe umgerechnete Phasendifferenz relativ zu einer durch einen Least-Square-Fit der Rohdaten festgelegten Bezugsebene der Höhe "0" aufgetragen ("Pseudo-3D-Plot"). In dieser Darstellung bilden die miteinander verbundenen Punkte ein Netz über der Probenoberfläche. Als Rauigkeit der Oberfläche wird die aus der Höhendifferenz

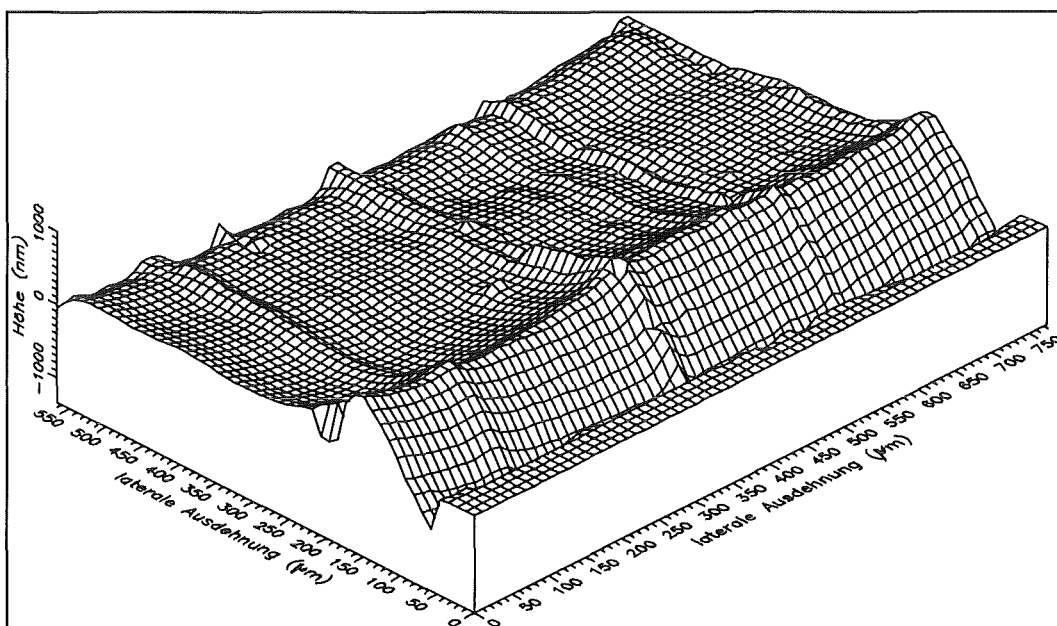
zur Bezugsebene berechnete Standardabweichung der einzelnen Meßpunkte definiert.

Weitere Details zur Auswertung der Interferogramme, zur Glättung der Rohdaten, zur Interpretation der Bildpunkte am Rand der Strukturen sowie zur Charakterisierung und Interpretation der Interferogramme sind in [Mü92] zusammengestellt.

## 2.4.2 Experimentelle Ergebnisse

Mit dieser Methode wurden eine Reihe von LIGA-Strukturen untersucht und im Hinblick auf ihre Verwendung in der Mikrooptik beurteilt.

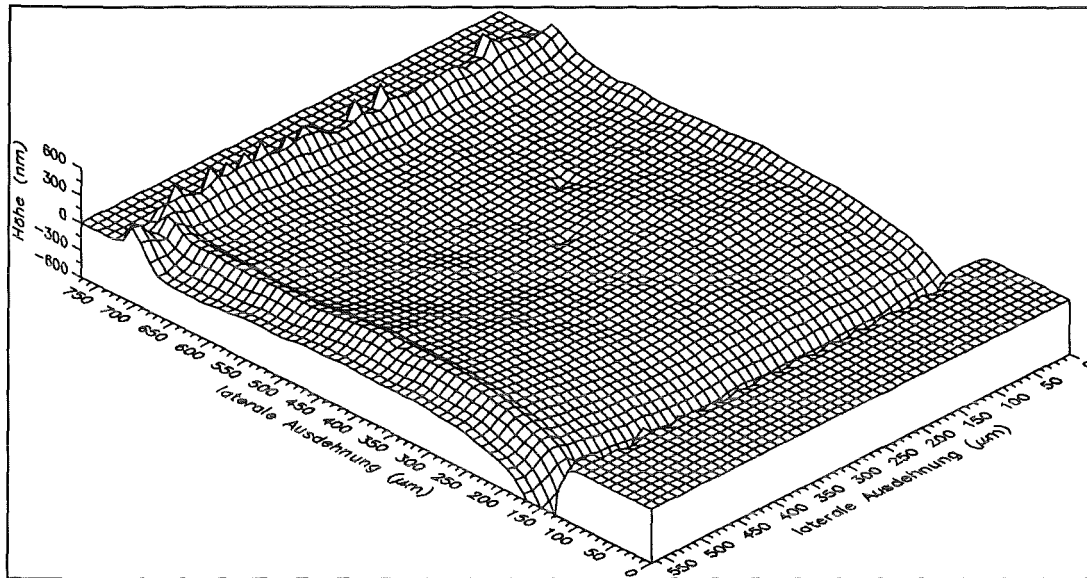
Abb. 2.10 zeigt den Pseudo-3D-Plot einer durchschnittlichen Oberfläche einer LIGA-Seitenwand (vgl. Photo Abb. 2.9). Es sei darauf hingewiesen, daß die Rauigkeit in Nanometer angegeben ist während die lateralen Abmessungen der untersuchten Fläche in Mikrometer dargestellt sind. Die am oberen beziehungsweise unteren Rand zu erkennenden glatten Flächen gehören nicht mehr zur Struktur und werden rechnerisch auf das Niveau der Bezugsebene gelegt.



**Abb. 2.10:** Pseudo-3D-Plot einer durchschnittlichen Oberfläche einer LIGA-Struktur.

Deutlich zu erkennen ist die Verrundung an der Oberfläche sowie maskenbedingte Riefen, die sehr scharf über der gesamten Strukturhöhe von 500 µm verlaufen. Im nicht verrundeten Strukturbereich mit einer Höhe von ca. 400 µm ergibt sich unter Berücksichtigung der Riefen eine mittlere Rauigkeit von 50 nm ( $\lambda/10$ ) und damit eine gute optische Oberflächenqualität.

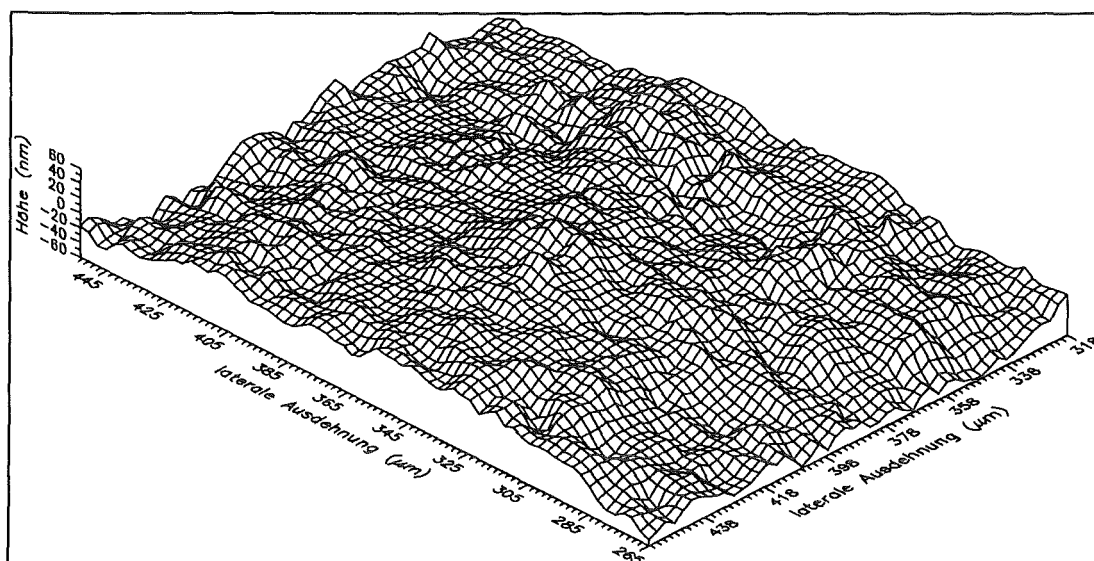
Als Beispiel für eine sehr gute Oberflächenqualität ist in Abb. 2.11 das Phasenprofil einer Mikrostruktur, die in eine hochmolekulare PMMA-Platte strukturiert wurde, dargestellt.



**Abb. 2.11:** Pseudo-3D-Plot einer sehr guten Oberfläche einer LIGA-Mikrostruktur.

Bei dieser Struktur ist der verrundete Bereich deutlich kleiner. Außerdem sind in dem hier abgebildeten Ausschnitt keine Riefen auf der Seitenwand zu erkennen. Die vereinzelt auf der Oberfläche erkennbaren Defekte sind überwiegend auf Staubpartikel im Interferometer zurückzuführen.

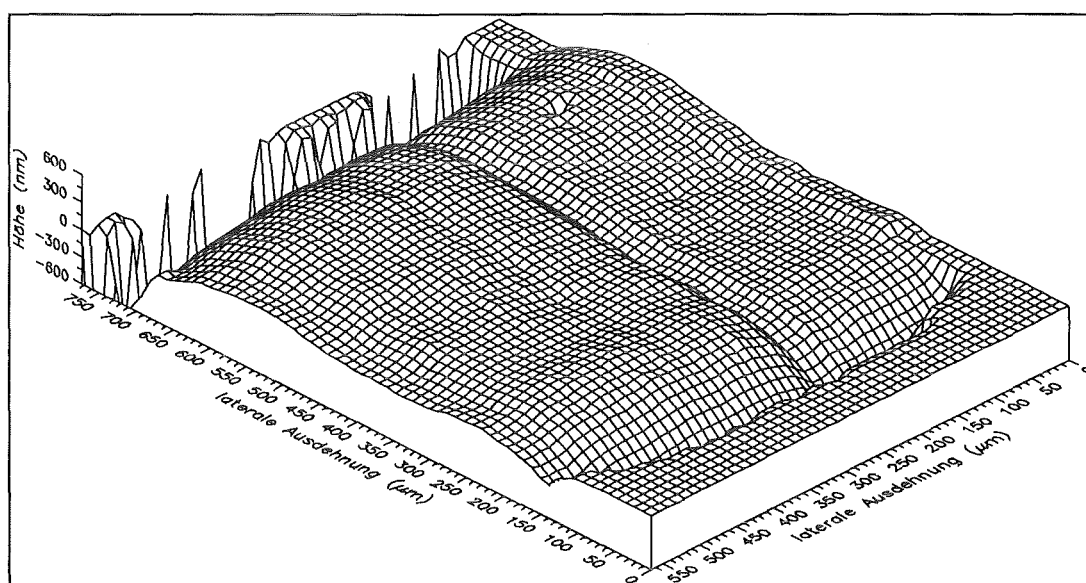
Einen Ausschnitt dieser Fläche von  $180\ \mu\text{m} \times 140\ \mu\text{m}$ , bei dem der Höhenmaßstab um einen Faktor 10 kleiner ist, zeigt die Abb. 2.12.



**Abb. 2.12:** Pseudo-3D-Plot eines vergrößerten Ausschnittes der in Abb. 2.11 dargestellten Fläche.

Die für diesen Ausschnitt bestimmte mittlere Rauigkeit von  $\pm 30$  nm ( $\lambda/20$ ) belegt die sehr gute Oberflächenqualität. Insbesondere kann nicht mehr eindeutig gesagt werden, welcher Beitrag der Rauigkeit von der Referenzoberfläche herkommt.

Eine gleichfalls mit dieser Methode untersuchte, um  $45^\circ$  zur Substratoberfläche geneigte Seitenwand ist in Abb. 2.13 dargestellt. Die zu der in Abb. 2.10 gezeigten senkrechten Seitenwand vergleichbare Oberflächenrauigkeit von 50 nm zeigt, daß auch bei einer schrägen Bestrahlung eine gute und für eine optische Anwendung akzeptable Oberflächenqualität erzielt wird. Auch hier ist die prozeßbedingte starke Verrundung an der Oberseite sowie die sich über der gesamten strukturierten Höhe von ca. 700  $\mu\text{m}$  abzeichnende Riefe deutlich zu erkennen.



**Abb. 2.13:** Pseudo -3D-Plot einer um  $45^\circ$  zur Substratoberfläche geneigten LIGA-Seitenwand.

Faßt man die dargestellten Ergebnisse abschließend zusammen, so wird mit einer mittleren Oberflächenrauigkeit der LIGA-Strukturen von 50 nm ( $\lambda/10$ ) eine für optische Anwendungen geeignete Qualität erzielt, die für eine Vielzahl von Anwendungen ausreichend gut ist. In Bereichen, bei denen keine prozeßspezifischen Defektstellen wie Riefen oder eine starke Verrundung des oberen Strukturbereiches vorhanden sind, können Oberflächenrauigkeiten von 30 nm ( $\lambda/20$ ) erreicht werden. Mit dieser extrem glatten Oberfläche stößt man bereits auf die durch die Güte der Referenzoberfläche festgelegte Auflösungsgrenze des verwendeten Interferometers.

### 3. Mikrooptische Komponenten

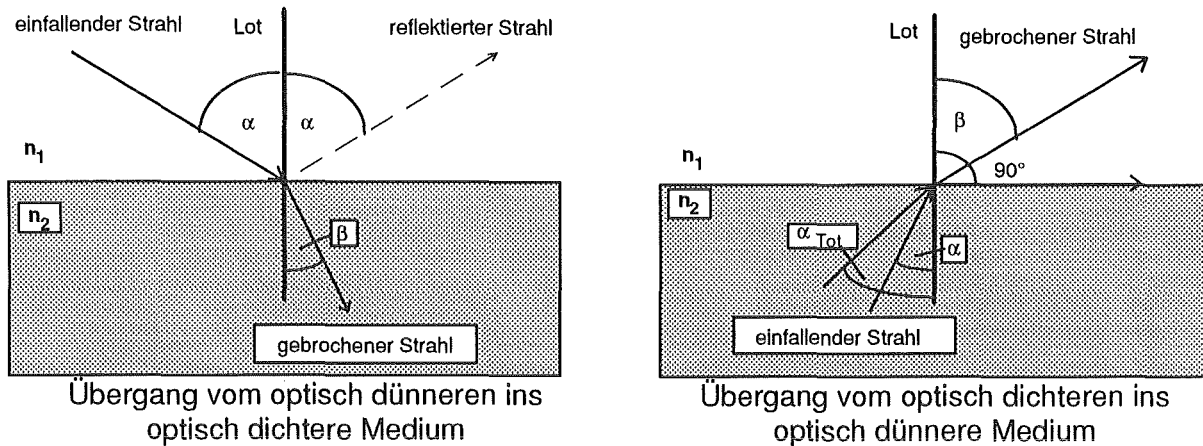
In diesem Kapitel werden mit Hilfe der Röntgentiefenlithographie hergestellte einfache passive optische Komponenten beschrieben. Zunächst erfolgt in Kap. 3.1 eine kurze Zusammenstellung der grundlegenden optischen Gesetze, soweit sie im Rahmen dieser Arbeit benötigt werden. In Kap. 3.2 werden die Eigenschaften von Mikroprismen dargestellt und im Hinblick auf ihre optische Funktionstüchtigkeit überprüft. Aus diesen Komponenten zusammengesetzte mikrooptische Aufbauten zeigen die Kombinations- und Einsatzmöglichkeiten dieser Komponenten auf. Die Abbildung mit gekrümmten Komponenten wird am Beispiel der Fokussierung eines Laserstrahls durch eine Zylinderlinse diskutiert (Kap. 3.3). Die Kombinationsmöglichkeit von LIGA-Mikroprismen mit durch Diffusion in Glas hergestellten Mikrolinsen wird in Kap. 3.4 anhand eines Abbildungsexperimentes aufgezeigt.

#### 3.1 Optische Grundlagen

Die im Rahmen dieser Arbeit durch Röntgentiefenlithographie in PMMA mit einer Strukturhöhe bis zu 700  $\mu\text{m}$  hergestellten mikrooptischen Strukturen haben kleinste laterale Abmessungen von 100  $\mu\text{m}$ , so daß eine geometrisch - oder strahlenoptische Beschreibung ihrer Funktion möglich ist. Es muß jedoch bei der Bewertung der optischen Funktion berücksichtigt werden, daß sich bei der Verwendung von kohärentem Licht störende Interferenzmuster durch die Beugung am Substrat, an den Rändern der Komponenten bzw. an den prozeßbedingten Defekten ergeben, die zu Schwankungen der Intensitätsverteilungen führen (vgl. Abb. 2.3b).

Zur Beschreibung der Funktion von mikrooptischen Komponenten muß die Änderung der Ausbreitungsrichtung eines Strahls beim Durchgang durch eine optische Grenzfläche betrachtet werden. In Abb. 3.1 ist die Situation beim Durchgang eines Lichtstrahls von einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium (linke Seite) und umgekehrt (rechte Seite) dargestellt. Der aus dem optisch dünneren Medium mit dem Brechungsindex  $n_1$  unter einem Einfallswinkel  $\alpha$  zum Lot der optischen Grenzfläche einfallende Lichtstrahl wird im optisch dichteren Medium  $n_2$  zum Lot hingebrochen. Der Ausbreitungswinkel  $\beta$  des gebrochenen Strahls wird durch das in Gl. 3.1 beschriebene Snellius'sche Brechungsgesetz bestimmt.

$$(3.1) \quad \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}$$



**Abb. 3.1:** Schematische Darstellung der Brechung an der Grenzfläche zwischen Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes.

Abhängig vom Einfallswinkel wird ein Teil der Intensität an der Grenzfläche reflektiert [Sa91]. Die Abhängigkeit der reflektierten Intensität von Einfallswinkel und Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes wird durch die Fresnel-Formeln beschrieben [Bor80]. Beispielsweise werden bei einem senkrechten Einfall des Lichtstrahls von Luft auf eine PMMA-Grenzfläche ca. 4% ( $n_{\text{PMMA}} = 1.49$ ) der eingestrahnten Intensität unabhängig von der Polarisationsrichtung reflektiert. Projiziert man einen Gegenstand auf eine Seitenwand, so kann man durch den Vergleich mit dem von einem Spiegel reflektierten Bild eine Aussage zur Abbildungsqualität treffen. In gleicher Weise kann dieses Bild als Referenz für den Vergleich mit dem Bild, das man nach dem Durchgang des Strahls durch eine LIGA-Komponente mit mehreren optischen Grenzflächen erhält, dienen und ermöglicht dadurch eine Aussage über die Güte der Abbildung mit dieser Komponente.

Betrachtet man den umgekehrten Fall eines Lichtstrahls, der aus dem optisch dichteren Medium  $n_2$  in das optisch dünnere Medium  $n_1$  austritt (Abb. 3.1, rechte Seite), so wird der Strahl vom Lot weggebrochen. Mit einem größeren Einfallswinkel verläßt der gebrochene Strahl das Medium irgendwann parallel zur Grenzfläche unter einem Winkel von  $\beta=90^\circ$  zum Lot. Der zugehörige Einfallswinkel  $\alpha_{\text{Tot}}$  heißt Grenzwinkel der Totalreflexion und ergibt sich nach Gl. 3.2 aus den Brechungsindizes der angrenzenden Medien zu

$$(3.2) \quad \alpha_{\text{Tot}} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$$

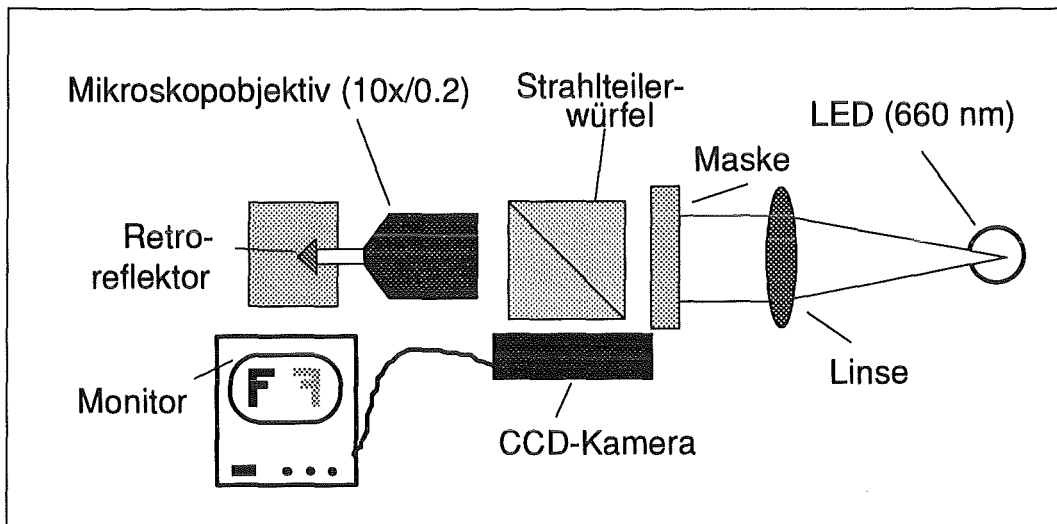
Treffen Strahlen mit noch größeren Einfallswinkeln auf die Grenzfläche auf, so werden sie nach dem Reflexionsgesetz mit demselben Winkel ins Medium zurückreflektiert. Dieser Effekt wird beispielsweise in Stufenindex-Glasfasern zur Lichtführung in einem dielektrischen Medium genutzt (vgl. Kap. 4.1.2).



### 3.1.2 Mikroprismen als strahlumlenkende Komponenten

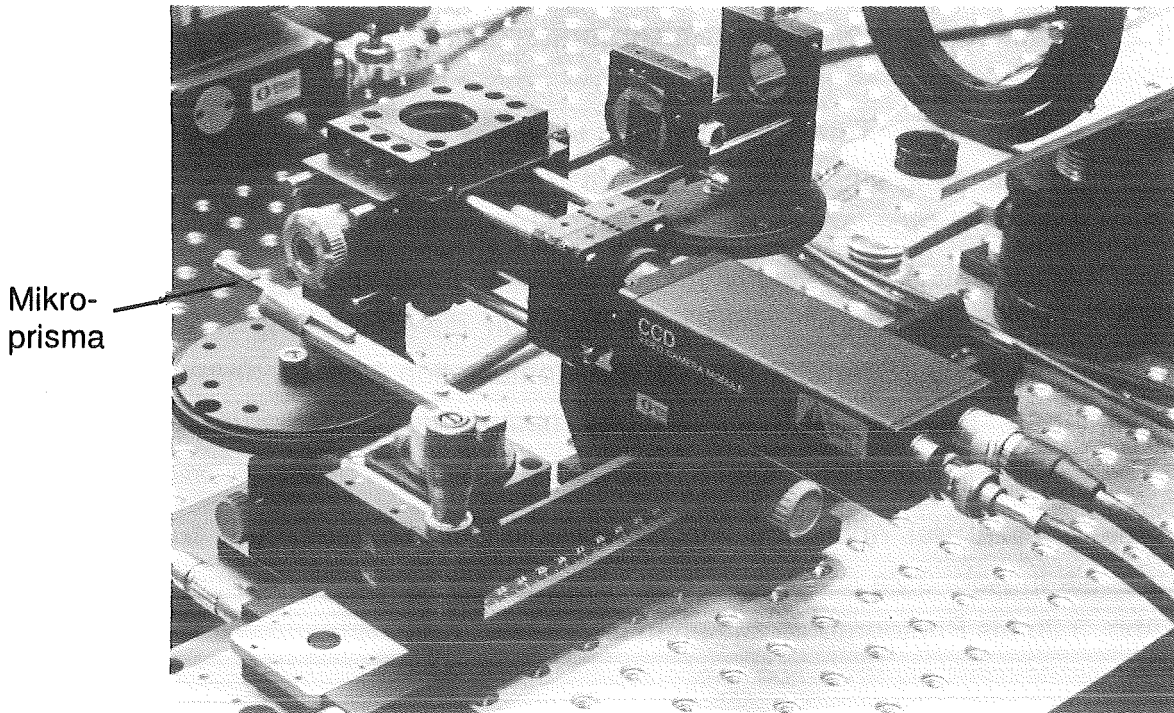
Die Brechung und Totalreflexion an einem Prisma wird genutzt, um die Ausbreitungsrichtung eines parallelen Lichtstrahls definiert zu ändern. Die vielfältige Verwendung von Prismen zur Strahlumlenkung um  $90^\circ$  (Rechtwinkel-Prisma) oder  $180^\circ$  (Retroreflektor), zur Bildumkehr (Dovesches Umkehrprisma) oder zur Parallelversetzung (Rhomboider-Prisma) unterstreichen die Bedeutung dieser optischen Komponente [FI76, Schrö84]. Durch die Kombination von mehreren zueinander positionierten Prismen können darüber hinaus komplexe Strahlengänge mit definierten Abbildungseigenschaften realisiert werden.

Um die Qualität der Abbildung von Lichtstrahlen mit Mikroprismen zu bestimmen, wurde die in Abb. 3.2a schematisch dargestellte Versuchsanordnung aufgebaut, die in Abb. 3.2b als Photographie zu sehen ist.



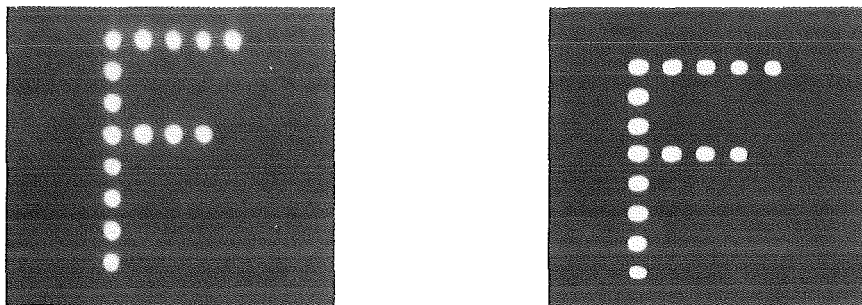
**Abb. 3.2a:** Versuchsaufbau zur Untersuchung der Abbildungseigenschaften von mikrooptischen LIGA-Komponenten.

Der mit einer Linse parallelisierte Lichtstrahl einer inkohärenten Lichtquelle (LED,  $\lambda = 660 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$ ) leuchtet den abzubildenden Gegenstand, ein aus einzelnen Punkten zusammengesetzter Buchstabe **F**, gleichmäßig aus. Der Buchstabe wird mit einem Mikroobjektiv (10x/0.2) über einen Strahlteilerwürfel verkleinert auf eine Seite des Retroreflektors abgebildet. Nach dieser Abbildung haben die einzelnen Punkte eine Größe von  $25 \mu\text{m}$ . Das von der Seitenwand des Prismas zurückreflektierte Bild des Buchstabens wird mit demselben Mikroobjektiv auf eine CCD-Kamera abgebildet und kann auf einem Monitor ausgewertet werden.



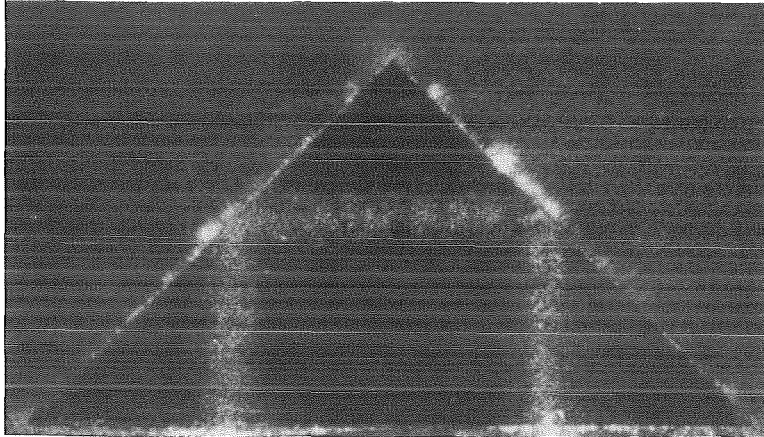
**Abb. 3.2b:** Photo des für die Abbildungsuntersuchungen der Prismen realisierten Versuchsaufbaus.

Das von der Eintrittsfläche reflektierte Bild des Buchstabens ist in Abb. 3.3, linke Seite, dargestellt. Zum Vergleich wird das von einem Spiegel reflektierte Bild auf der rechten Seite der Abb. 3.3 gezeigt. In beiden Fällen können die einzelnen Bildpunkte sehr gut aufgelöst werden und zeigen im Hinblick auf die Oberflächenqualität keinen Unterschied. Die etwas schlechtere Bildqualität des von der LIGA-Struktur reflektierten Bildes ist darauf zurückzuführen, daß im Gegensatz zu 90% im Fall des Spiegels von der Seitenwand des Prismas nur ca. 4% der eingestrahlichten Intensität zurückreflektiert werden. Das nach dem Durchgang durch den Retroreflektor erzeugte, wesentlich hellere und gespiegelte Bild des Buchstabens wird mit Hilfe eines einstellbaren Spaltes in diesem Experiment ausgeblendet.



**Abb. 3.3:** Bild des von einer LIGA-Seitenwand (linke Seite) und von einem Spiegel (rechte Seite) reflektierten Buchstabens F.

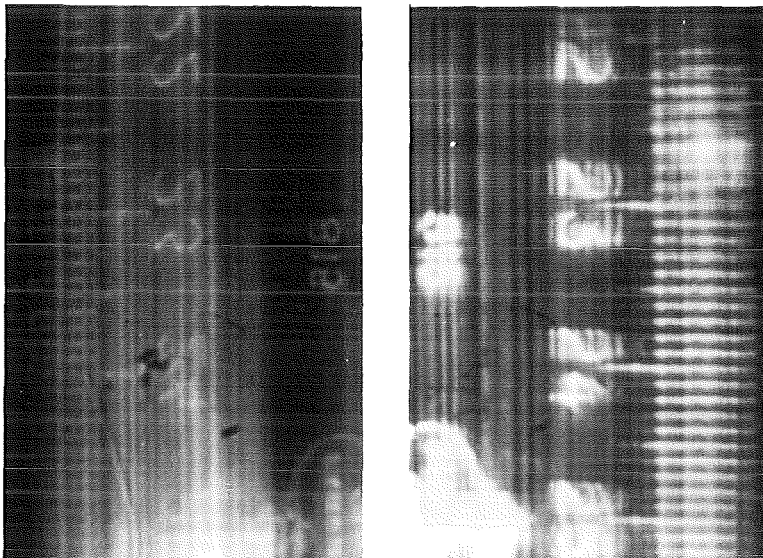
Den Weg des Strahls durch das Prisma zeigt die Abb. 3.4a. Der auf der linken Seite einfallende Lichtstrahl wird an den beiden Katheten des Prismas jeweils totalreflektiert und verläßt das Prisma in entgegengesetzter Richtung. Durch diesen Strahlengang wird das Bild des Gegenstandes gespiegelt (Seitenvertauschung) [Gö92a].



**Abb. 3.4a:**

Der Blick von Oben auf das Mikroprisma zeigt den Weg des Lichtstrahls.

(Breite der Prismenhypotenuse = 710  $\mu\text{m}$ )



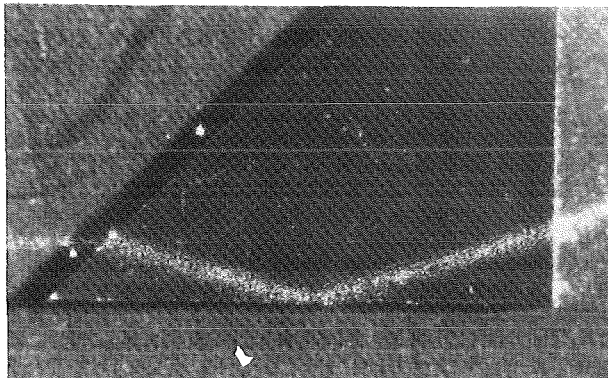
**Abb. 3.4b:**

Bild des auf die Eintrittsfläche (linke Seite) und auf die Austrittsfläche (rechte Seite) des Prismas projizierten Gegenstandes.

In diesem Experiment wird als Gegenstand der Maßstab eines Lineals verwendet. Durch die verkleinerte Abbildung mit dem Mikroskopobjektiv haben die einzelnen Linien einen Abstand von ca. 7  $\mu\text{m}$ . Das von der Eintrittsfläche reflektierte, lichtschwache Bild ist in Abb 3.4b, linke Seite, dargestellt. Projiziert man das Bild durch das Prisma hindurch auf die Austrittsfläche, so ergibt sich das in Abb. 3.4b, rechte Seite, gespiegelte und intensivere Bild. Bei dieser Abbildung wird das Bild des Maßstabes von insgesamt vier optischen Grenzflächen beeinflusst, ohne daß sich die Qualität oder das Auflösungsvermögen über weite Bereiche verschlechtert. Die leichte Verzerrung der Zahlen zeigt jedoch an, daß an dieser Stelle die Abbildungsqualität durch eine Riefe beeinträchtigt wird.

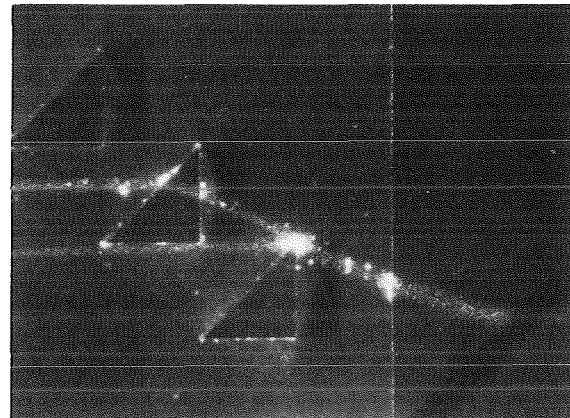
Die Möglichkeit, mehrere Prismen zu mikrooptischen Aufbauten zu kombinieren, soll in den folgenden Photographien anhand der Strahlführung eines durch die Anordnungen abgebildeten kollimierten parallelen HeNe-Laserstrahl ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) qualitativ aufgezeigt werden (vgl. Abb. 3.5a-d). In allen Beispielen wird der Laserstrahl von links eingestrahlt. Sein Weg durch die verschiedenen Anordnungen wird durch einen leicht streifenden Einfall über die Substratoberfläche durch das dabei erzeugte Streulicht sichtbar gemacht.

Der in Abb. 3.5a auf die Prismenhypotenuse auftreffende Laserstrahl wird zunächst in Richtung der unteren Kathete gebrochen. Nachdem er an der Grenzfläche PMMA-Luft totalreflektiert wurde, verläßt der Strahl das Prisma in einer zur Einfallsrichtung unterschiedlichen Richtung. In Abb. 3.5b ist eine Anordnung von mehreren Prismen dargestellt, mit denen zwei parallel einfallende Strahlen an zwei zueinander versetzt positionierten Mikroprismen gebrochen werden. Nach dem Durchgang durch ein weiteres Prisma verläßt ein zusammengesetzter, breiter Strahl die Anordnung parallel versetzt zu den beiden einfallenden Strahlen. In beiden Abbildungen zeigen die an den Grenzflächen sichtbaren intensiven Lichtpunkte, daß hier aufgrund von Defekten wie Staubpartikeln oder Ablagerungen eine unerwünschte diffuse Streuung des Lichtstrahls erfolgt.



3 mm

**Abb. 3.5a:** Brechung und Totalreflexion eines Laserstrahls an einem Mikroprisma.

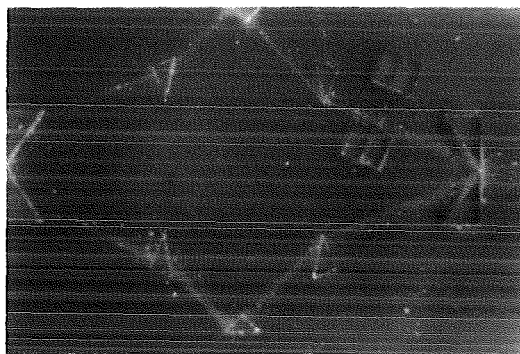


500  $\mu\text{m}$

**Abb. 3.5b:** Parallelführung von zwei aus unterschiedlichen Richtungen einfallenden Lichtstrahlen.

In ähnlicher Weise kann ein einfallender Lichtstrahl in zwei Strahlen aufgeteilt werden, die symmetrische Prismenanordnungen durchlaufen und am Ende wieder vereinigt werden (vgl. Abb. 3.5c). Neben der genauen Positionierung der einzelnen Prismen kann mit dieser Anordnung über parallel gefertigte mechanische Haltestrukturen beispielsweise die Absorption dünner Folie durch den Vergleich des "Meßarms" mit dem "Referenzarm" bestimmt werden. Eine weitere Anwendungs-

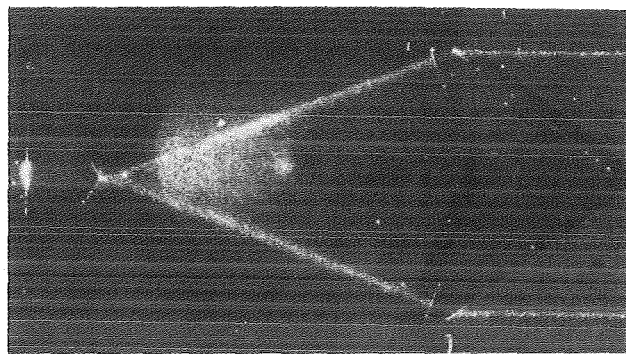
möglichkeit mikrooptischer Aufbauten ist in Abb. 3.5d skizziert. Mit der hier gezeigten Prismenanordnung wird der einfallende Lichtstrahl wiederum in zwei parallel verlaufende Strahlen aufgeteilt. Durch die Anordnung der Prismen werden gleichzeitig die Strahlquerschnitte der auslaufenden Strahlen in definierter Weise verkleinert (Brewster-Teleskop). Läßt man die Strahlen in umgekehrter Richtung durch diese Prismenanordnung laufen, so werden die Strahlquerschnitte vergrößert.



10 mm



**Abb. 3.5c:** Mikrooptische Bank, aufgebaut aus PMMA-Prismen.



8 mm

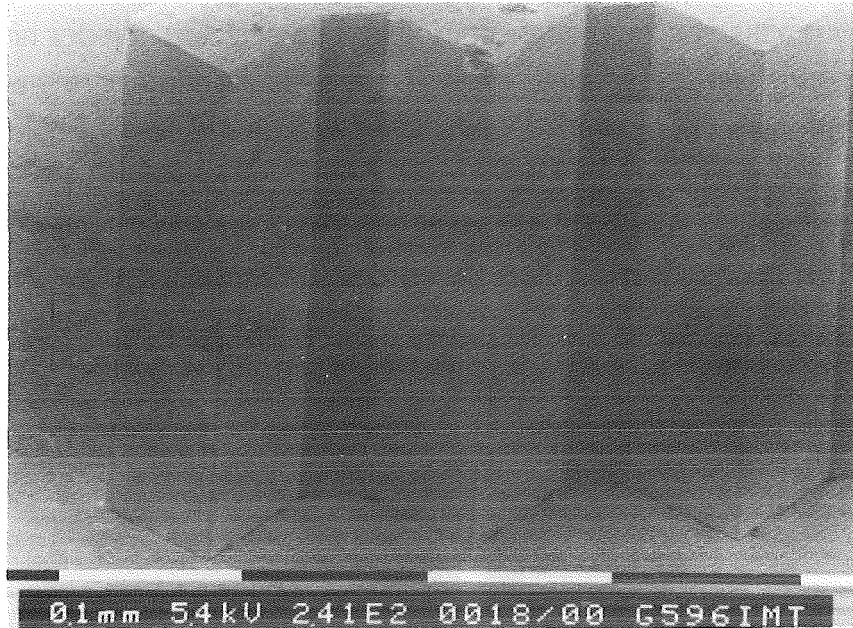


**Abb. 3.5d:** Mikroprismen in der Anordnung eines Brewster-Teleskops.

Die Beispiele belegen, daß in den verschiedenen Anordnungen die definierte Strahlführung, wie sie zuvor im Design festgelegt wurde, umgesetzt wird und somit die Funktionstauglichkeit der mikrooptischen Aufbauten ohne eine aufwendige Justierung gewährleistet.

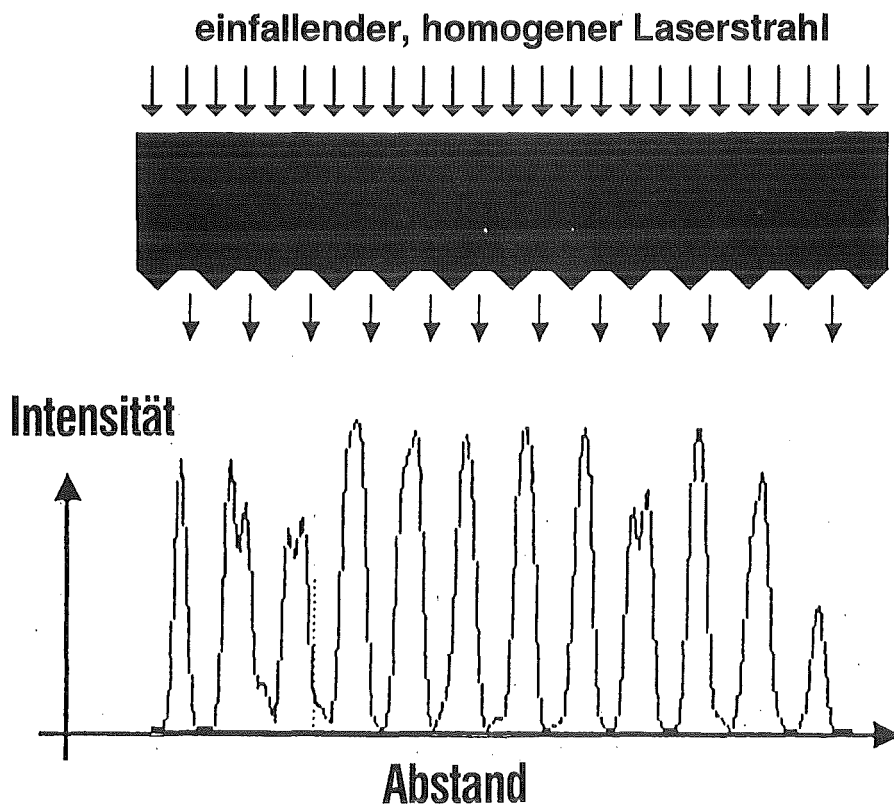
Eine weitere Anwendung für Mikroprismen ist beispielsweise als Pupillenstrahlteiler, mit dem ein breiter homogener Lichtstrahl in eine Vielzahl einzelner, paralleler und verkleinerter Strahlen aufgeteilt werden kann. Dabei nutzt man die Tatsache aus, daß eine planparallele Platte an der Austrittsfläche mit einem Muster aus 180°-Prismen versehen wird (vgl. Abb. 3.6).

Neben ihrer Funktion als Umlenkelemente werden Prismen als Dispersionselemente in Spektralapparaten zur spektralen Zerlegung von polychromatischem Licht eingesetzt. Diese Verwendung ist auch für Mikroprismen prinzipiell denkbar, da PMMA eine mit Glas vergleichbare mittlere Dispersion von  $8.5 \cdot 10^{-3}$  im sichtbaren Spektralbereich besitzt [Schre75]. Das Auflösungsvermögen hängt neben dem Dispersionsvermögen auch linear von der ausgeleuchteten Prismenbreite ab. Bei einer mittleren Basisbreite von 1 mm ist das Auflösungsvermögen von Mikroprismen im Vergleich zu den in typischen Spektralapparaten eingesetzten Prismen um etwa einen Faktor 50 kleiner und damit zu gering für eine effektive spektrale Zerlegung. Eine Verbesserung des Auflösungsvermögens kann durch die Kombination von mehreren, justiert zueinander positionierten Mikroprismen, wie beispielsweise in Abb. 3.5b angedeutet, erzielt werden.



**Abb. 3.6:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Austrittsfläche eines Pupillenstrahlteilers, der in PMMA durch Röntgentiefenlithographie hergestellt wurde.

Die in Abb. 3.7 gezeigte Intensitätsverteilung auf der Austrittsfläche des Strahlteilers verdeutlicht die Funktionstüchtigkeit. Der einfallende Laserstrahl wird in insgesamt 12 Einzelstrahlen mit einer Breite von je ca. 50  $\mu\text{m}$  aufgeteilt.



**Abb. 3.7:** Aufteilung eines homogenen Laserstrahls in einem Pupillenstrahlteiler auf 12 Einzelstrahlen mit einer Strahlbreite von je ca. 50  $\mu\text{m}$ .

Durch die Kombination von zwei Mikroprismen zu einem Würfel lassen sich neben der bereits erwähnten geometrischen Strahlaufteilung in einem Pupillenstrahlteiler auch amplitudenteilende Strahlteilerwürfel realisieren. Zur Intensitätsaufteilung kann dabei ein dünner, im Fall einer 50:50 - Intensitätsteilung ca.  $1/10$  der Wellenlänge breiter Luftspalt zwischen den beiden den Würfel bildenden Prismen genutzt werden<sup>1</sup>. Ein sich damit ergebender, nur 60 nm breiter Luftspalt kann jedoch mit den aktuellen Fertigungsgrenzen der LIGA-Technik nicht realisiert werden. Eine alternative Möglichkeit besteht darin, eine der beiden Prismenhypotenuse mit einer dünnen Metallschicht zu versehen und die beiden Prismen danach miteinander zu verkleben. Über die Dicke der Metallschicht kann ein beliebiges Teilungsverhältnis genau eingestellt werden. Das LIGA-Verfahren bietet hier die Möglichkeit, über im selben Fertigungsschritt hergestellte Führungsstrukturen die beiden Prismen auf einfache und sehr genaue Weise miteinander zu vereinen.

### 3.3 Zylinderlinse als strahlfokussierende Komponente

Die freie zweidimensionale Formgebung der Strukturen zusammen mit den senkrechten Seitenwänden erlaubt die Fertigung von abbildenden Komponenten. Die Brennweite von Linsen berechnet sich aus den Geometriedaten der Linse nach Gl. 3.3 zu

$$(3.3) \quad \frac{1}{f} = (n_{\text{PMMA}} - 1) \cdot \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{d \cdot (n_{\text{PMMA}} - 1)}{n_{\text{PMMA}} \cdot R_1 \cdot R_2} \right).$$

- f = Brennweite der Linse
- $n_{\text{PMMA}}$  = Brechungsindex von PMMA
- $R_1, R_2$  = Krümmungsradius der linken bzw. rechten Grenzfläche
- d = Breite der Linse

Mikrolinsen werden für eine optimale Ankopplung miniaturisierter Lichtquellen wie LED's oder Laserdioden, für die Abbildung eines Lichtstrahls auf ein Detektorarray oder zur Veränderung eines Lichtstrahls in einem optischen Aufbau eingesetzt. Am Beispiel einer Mikrolinse aus PMMA wird die Qualität der Fokussierung von LIGA-Mikrolinsen untersucht. In Abb. 3.8a sind die Linsendaten zusammengefaßt, Abb. 3.8b zeigt die Fokussierung eines parallel auf die Linse einfallenden Laserstrahls.

---

<sup>1</sup>Bei der Totalreflexion an optischen Grenzflächen fällt die Amplitude der elektromagnetischen Welle exponentiell im optisch dünneren Medium ab. Dieses sogenannten evaneszente Feld kann Energie in ein anderes Medium überkoppeln, wenn dieses nahe genug an der Grenzfläche positioniert ist. Diese Art der Intensitätsaufteilung wird als **frustrierte Totalreflexion** [Har70] bezeichnet.

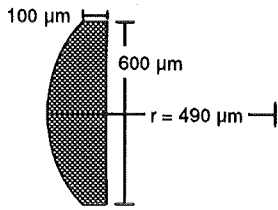


Abb. 3.8a: Designdaten der Mikrolinse.

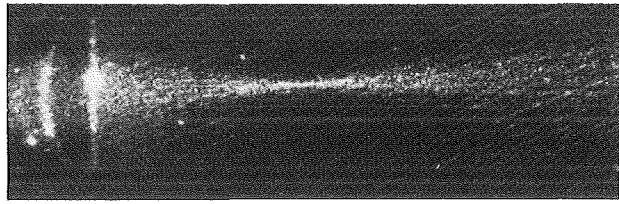


Abb. 3.8b: Fokussierung eines parallelen Laserstrahls mit dieser Linse.

Ein Maß für die Qualität der Linse ist die Breite des fokussierten Strahls. Dazu wurde die Änderung der Intensitätsverteilung als Funktion des Abstandes von der Linse gemessen und die  $1/e^2$ -Breite des Strichs bestimmt. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 3.9 dargestellt.

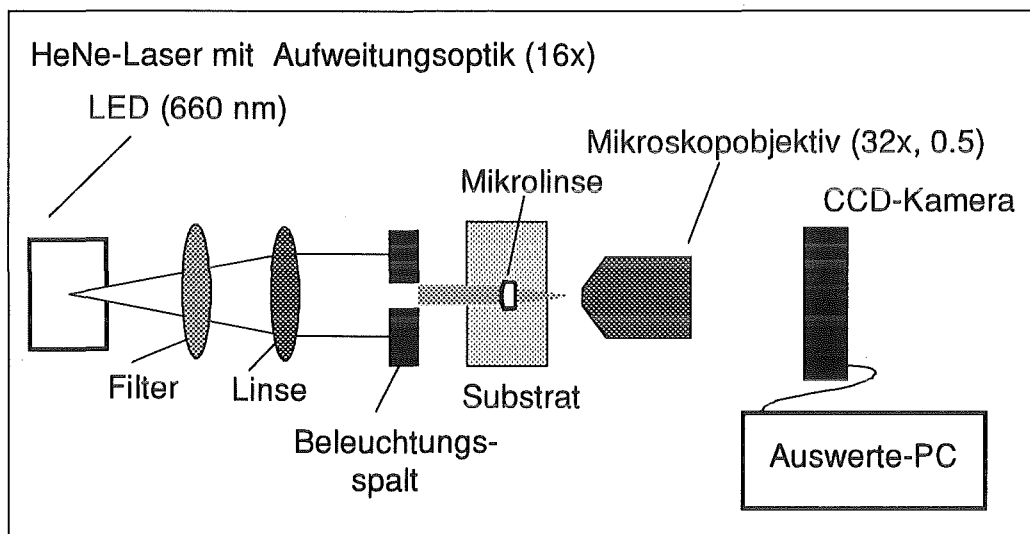
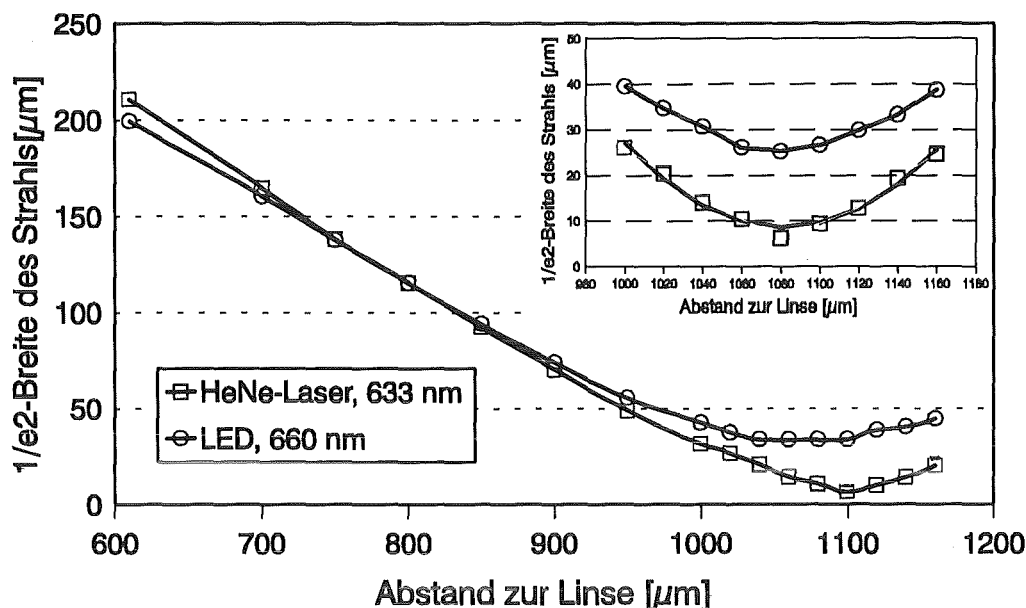


Abb. 3.9: Versuchsaufbau zur Messung der Brennweite von Zylinderlinsen.

Als Lichtquelle wurde neben einem Laser auch eine rote LED verwendet. Das von den verschiedenen Quellen abgestrahlte Licht wird über eine Linse bzw. eine Aufweitungsoptik im Fall des Lasers parallelisiert und mit einem Spalt auf die Breite der Zylinderlinse eingeeignet. Zur Abschwächung der Intensität können zusätzlich Filter in den Strahlengang gebracht werden. Der parallelisierte Lichtstrahl fällt auf die gekrümmte Eintrittsfläche der Mikrolinse und wird im weiteren Strahlverlauf hinter der Linse fokussiert. Zur Vermessung der Intensitätsverteilung wird der fokussierte Strahl mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs vergrößert auf eine intensitätsgeeichte CCD-Kamera abgebildet. Das Signal der CCD-Kamera wird mit einem Computer ausgewertet.

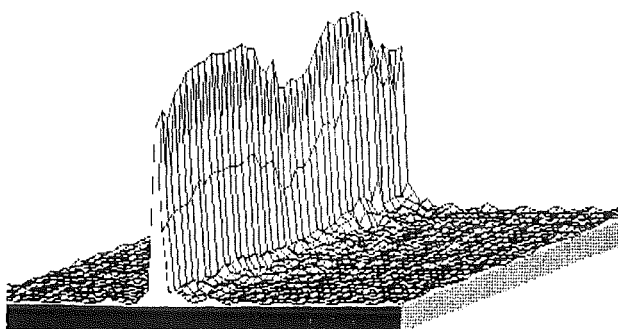
In Abb. 3.10 ist die  $1/e^2$  - Breite des fokussierten Strahls als Funktion des Abstandes zur ebenen Linsenfläche für beide Lichtquellen dargestellt. In guter Übereinstimmung mit der berechneten Brennweite ergibt sich in beiden Fällen die kleinste Strichbreite in einem Abstand von  $d = 1080 \mu\text{m}$  zur planen Seite der Linse.



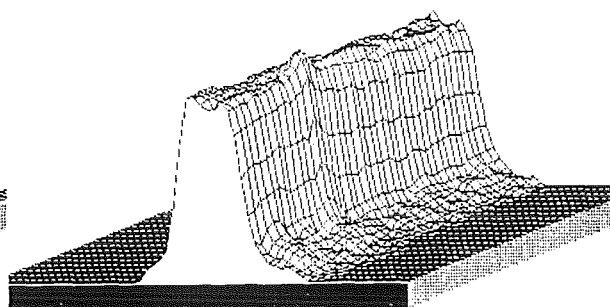


**Abb. 3.10:** Gemessene  $1/e^2$ -Breite eines fokussierten Lichtstrahls als Funktion des Abstandes zur ebenen Fläche der in Abb. 3.8a schematisch dargestellten Zylinderlinse.

Ein Ausschnitt von  $320 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$  des im Abstand der Brennweite fokussierten Lichtstrahls ist für den Laserstrahl in Abb. 3.11a und für die LED in Abb. 3.11b dargestellt. Während für die inkohärente LED eine sehr gleichmäßige Intensitätsverteilung über der Höhe zu erkennen ist, zeigt sich beim Laserstrahl ein Intensitätsabfall etwa in der Mitte, der durch die Beugung am Substrat hervorgerufen wird.



**Abb. 3.11a:** Fokussierter Laserstrahl.

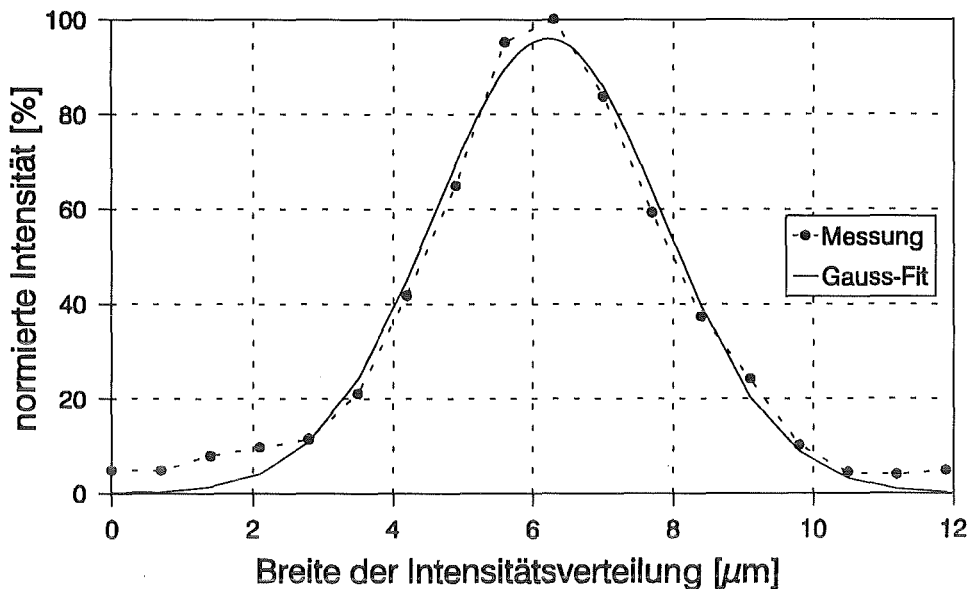


**Abb. 3.11b:** Fokussierter Strahl einer LED.

Die schmalste Breite des fokussierten Strahls beträgt im Fall der LED ca.  $30 \mu\text{m}$  und ist damit wesentlich breiter als beim Laserstrahl, der im Abstand der Brennweite ein gaußförmiges Intensitätsprofil mit einer  $1/e^2$ -Breite von  $6.5 \mu\text{m}$  hat (vgl. Abb. 3.12). Der Grund für den breiteren Fokus bei der Beleuchtung mit der LED ist die spektrale Breite der Lichtquelle von  $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$ .

Verkleinert man den Beleuchtungsspalt und leuchtet die Linse mit einem  $300 \mu\text{m}$  breiten Lichtstrahl aus, so verringert sich die Breite des Strichs für den Laserstrahl auf  $4.5 \mu\text{m}$ . Dieser Effekt ist auf die sphärische Abberation zurückzuführen, die bei

dieser Linse nicht korrigiert wurde. Es ist daher zu erwarten, daß bei korrigierten Linsen noch kleinere Breiten der Intensitätsverteilung im Fokus erreicht werden.



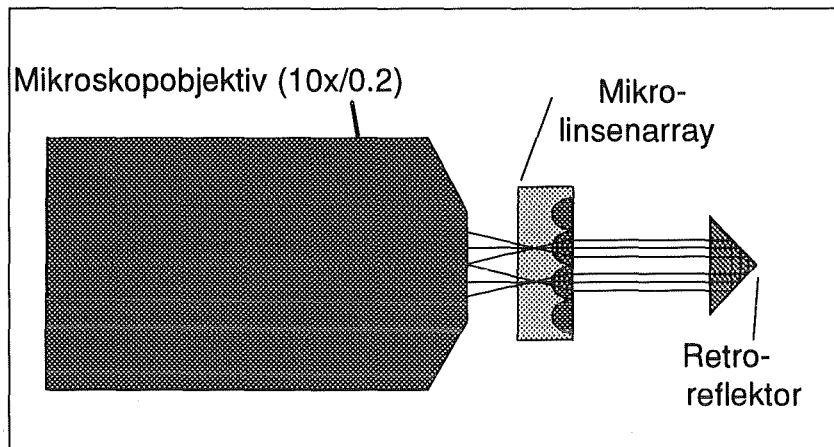
**Abb. 3.12:** Schnitt durch die Intensitätsverteilung des fokussierten Laserstrahls im Abstand der Brennweite zur Linse. An die Verteilung kann in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten eine gaußförmige Intensitätsverteilung angepaßt werden.

### 3.4 LIGA-Prisma als Komponente eines mikrooptischen Abbildungsexperimentes

In diesem Experiment wird am Beispiel einer 4f-Abbildung die Kombinationsmöglichkeit von mikrooptischen LIGA-Komponenten mit durch andere Verfahren hergestellten mikrooptischen Komponenten untersucht. Für die Versuchsdurchführung wird der in Abb. 3.13 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. In den Strahlengang zwischen Mikroskopobjektiv und Mikroprisma wird als zusätzliche optische Komponente ein Mikrolinsenarray, das durch Ionendiffusion in Glas hergestellt wurde [lg82], in den Strahlengang gebracht. Die einzelnen Linsen haben einen Durchmesser von 250  $\mu\text{m}$  und eine Brennweite von 650  $\mu\text{m}$  [Ku92]. Abb. 3.13 erläutert den Strahlengang durch Mikrolinsenarray und Mikroprisma.

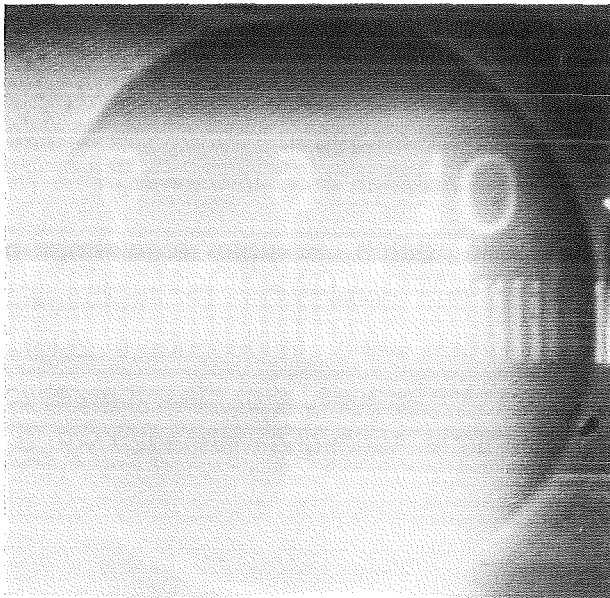
Das mit einem Mikroskopobjektiv verkleinerte Bild des Gegenstandes, es handelt sich hierbei um den bereits in Abb. 3.4b dargestellten Maßstab, wird in den vorderen Brennpunkt einer Mikrolinse projiziert, so daß ein paralleler Lichtstrahl aus der Linse austritt. Dieser Lichtstrahl wird im Mikroprisma zweimal totalreflektiert und gelangt auf eine im Array benachbarte Linse, von wo er über das Mikroskopobjektiv vergrößert auf eine CCD-Kamera abgebildet wird. Die in Abb. 3.15 gezeigten Bilder des Maßstabes werden im vorderen, gegenstandsseitigen Brennpunkt der

Eintrittslinse sowie im hinteren, bildseitigen Brennpunkt der Austrittslinse aufgenommen.



**Abb. 3.13:** Strahlenverlauf durch Mikrolinsenarray und Mikroprisma im 4f-Abbildungsexperiment.

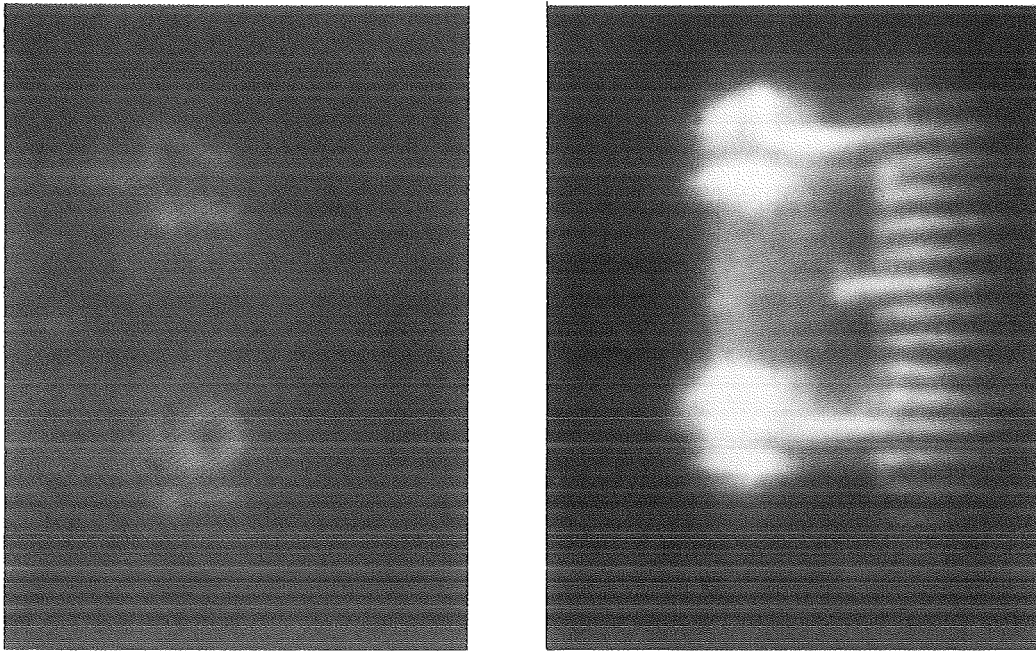
Abb 3.14 zeigt zunächst die auf die plane Austrittsfläche des Arrays projizierte verkleinerte Maskenstruktur (Linealraster). Aus dieser Abbildung kann durch den Vergleich mit dem Linsendurchmesser der Abbildungsmaßstab bestimmt werden; der Abstand der einzelnen Linien beträgt ca.  $7\ \mu\text{m}$ .



**Abb. 3.14:**

Auf die plane Linsenfläche projiziertes Bild der Maskenstruktur; durch den Vergleich mit dem Linsendurchmesser von  $250\ \mu\text{m}$  wird der Abstand der Feinunterteilung zu ca.  $7\ \mu\text{m}$  bestimmt.

Abb. 3.15, linke Seite, zeigt das vom Mikroskopobjektiv erzeugte Maskenbild im Brennpunkt der ersten Mikrolinse. In Abb. 3.15, rechte Seite, ist das invertierte Bild im Brennpunkt der zweiten Mikrolinse nach dem Durchgang durch das Mikroprisma dargestellt. In beiden Fällen lassen sich die feinen Linien des abgebildeten Lineals deutlich erkennen.



**Abb. 3.15:** Bild des verkleinerten Maßstabs im vorderen Brennpunkt einer Mikrolinse (linke Seite) und des durch die 4f-Abbildung invertierten Bildes im hinteren Brennpunkt einer zweiten Mikrolinse (rechte Seite)

Das Experiment wurde ohne Index-Matching der beteiligten Grenzflächen durchgeführt, so daß in der Abbildung die Phasenfehler von insgesamt vier optischen Grenzflächen beitragen. Die im invertierten Bild zu erkennende lokale Bildverzerrung ist auf Riefen auf den Seitenwänden des Mikroprismas zurückzuführen. Im Bereich der glatten Seitenwände hingegen können die einzelnen Striche mit einem lateralen Abstand von ca.  $7 \mu\text{m}$  deutlich aufgelöst werden.

Dieses Ergebnis unterstreicht, daß mit den durch Röntgentiefenlithographie hergestellten mikrooptischen Komponenten in den defektfreien Strukturbereichen eine sehr gute Abbildungsqualität erzielt werden kann. Insbesondere zeigt die saubere Auflösung der einzelnen Linien des Maßstabes, daß das theoretische, durch die Eigenschaften der Mikrolinsen bestimmte Auflösungsvermögen von  $3 \mu\text{m}$  in diesem Experiment erreicht wird [Br92].

## **4. Anwendung von mikrooptischen LIGA-Strukturen in der Faseroptik**

In Kapitel 3 wurden die Eigenschaften mikrooptischer Komponenten wie beispielsweise das Abbildungsverhalten von Mikrozyylinderlinsen und Mikroprismen untersucht und die Einsatzmöglichkeiten in mikrooptischen Aufbauten und Systemen erörtert. Eine interessante Anwendung für mikrooptische Komponenten ergibt sich bei Koppelstrukturen für Multimodefasern. Hier kann die LIGA-Technik vorteilhaft durch die Kombination von mikrooptischen Komponenten mit mechanischen Faserführungsschächten, die parallel strukturiert werden und mikrometergenau zu den optischen Komponenten positioniert sind, eingesetzt werden. Damit lassen sich kompakte, effektive und optimal an beliebige Multimodefasern angepaßte Koppellemente mit einem frei wählbaren Koppelverhältnis herstellen[Gö92b].

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Koppelstrukturen können mit den Gesetzen der Strahlenoptik beschrieben werden. Die zum Verständnis der Koppelfunktion benötigten Kenngrößen von Multimodeglasfasern werden in Kap. 4.1 zusammengefaßt. Aufbauend auf den experimentell bestimmten Faserkenngrößen wird ein Modell des Abstrahlverhaltens für beliebige Multimodefasern erarbeitet, das in ein zur Beschreibung der Eigenschaften von LIGA-Faserkoppelstrukturen entwickeltes Raytrace Programm integriert wurde (Kap. 4.2). Mit diesem Programm werden unterschiedliche Koppellemente simuliert und dabei die für die Optimierung der Koppelfunktion wichtigen Kriterien erörtert. Ein Vergleich der Simulationsrechnungen mit experimentellen Ergebnissen an abgeformten und durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Koppellementen ist Inhalt von Kap. 4.3.

### **4.1 Optische Fasern**

#### **4.1.1. Bedeutung der Fasertechnologie**

Die moderne Nachrichtentechnik ersetzt im Hinblick auf die immer größer werdenden Datenmenge in zunehmendem Maße die Kupferleitungstechnik durch Glasfasertechnik [Wo79, Gec90]. Dabei werden für große Übertragungstrecken und hohe Bandbreiten Monomodefasern verwendet, in denen die Signale sehr verlustarm und ohne Modendispersion übertragen werden können [Lu86]. In lokalen Netzwerken, in denen die durch die Modendispersion hervorgerufene Signalverzerrung wegen der kurzen Übertragungstrecken nur eine untergeordnete Rolle spielt - z.B. in lokalen Netzen für Automobile, Rechner oder faseroptische Sensoren [Et91, Ci91] - werden die kostengünstigeren und einfacher zu handhabenden Multimodefasern eingesetzt.

Gerade in der Sensorik können die spezifischen Vorteile der Glasfasertechnik wie Störungsfreiheit gegenüber elektromagnetischen Feldern, geringe Dämpfung und damit große Abstände der Detektionselemente zum Sensorkopf oder auch der hohe Grad der Miniaturisierung sehr vorteilhaft genutzt werden [Ro91, Gra87].

Eine wichtige Voraussetzung für die Nutzung von faseroptischen Sensoren besteht darin, Licht über eine Faser in den Sensorkopf einzuspeisen und das vom Sensorkopf zurückkommende modulierte Signal über eine geeignete Koppelstruktur in einen Photoempfänger umzulenken. Solche bidirektional einsetzbaren Koppelstrukturen sind auch ein wesentlicher Bestandteil eines lokalen Fasernetzwerkes, um Informationen in das Netzwerk ein- bzw. auszukoppeln.

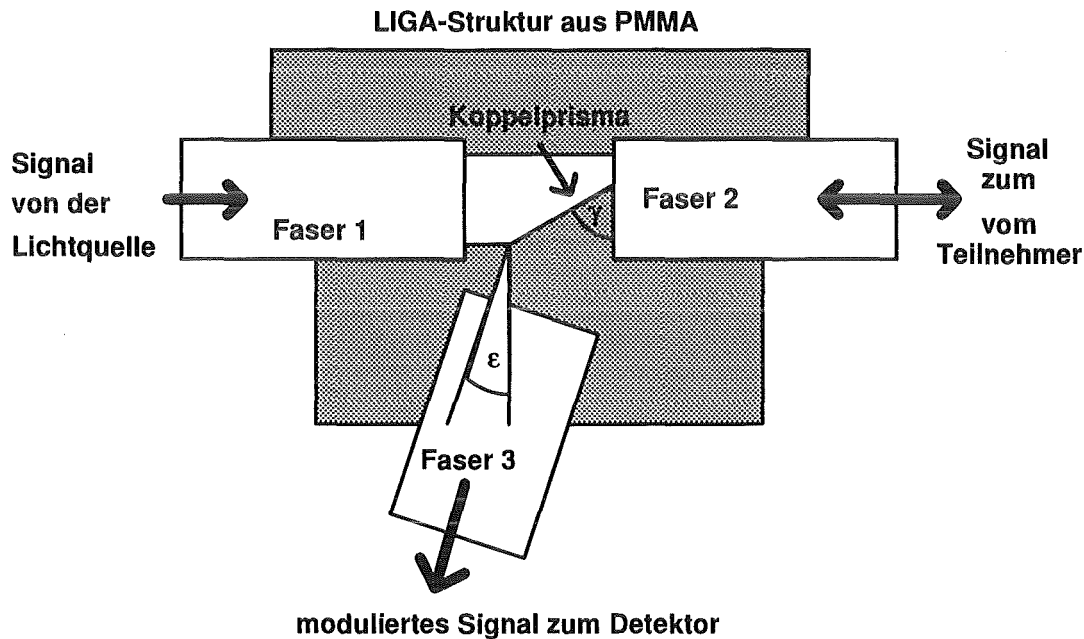
Üblicherweise werden heute für die bidirektionale Signalübertragung 2x2-Koppler eingesetzt, die durch Verschmelzen von kurzen Glasfaserstücken hergestellt werden und deren Länge ein Vielfaches der Faserdurchmesser beträgt [Hi90, Gei86]. Ein wesentlicher Nachteil dieser Koppler ist die aufwendige und damit teure Herstellung. Daneben ist die Einstellung eines definierten Koppelverhältnisses nur durch eine Online-Kontrolle während der Herstellung möglich.

Im Gegensatz dazu steht mit der LIGA-Technik ein Strukturierungsverfahren zur Verfügung, mit dem gleichzeitig optische Funktionselemente und mechanische Faserführungsstrukturen, die präzise zu diesen Komponenten positioniert sind, hergestellt werden können. Aufgrund der freien Formgebung kann mit solchen Koppelstrukturen auf einfache Weise eine beliebige Intensitätsaufteilung zwischen den verbundenen Fasern realisiert werden. Mit den entwickelten Abformtechniken ist eine reproduzierbare und kostengünstige Massenfertigung in einer Vielzahl von Materialien möglich [Har92, Gö92a]. Darüber hinaus zeichnen sich die LIGA-Koppelstrukturen durch einen kompakten Aufbau - die Größe der die Fasern verbindenden Koppelstrukturen liegt im Bereich des Faserkerndurchmessers - und eine flexible, einfache und im Hinblick auf die angestrebte Funktion optimale Anpassung an beliebige Fasern aus.

Die Koppelfunktion, d.h. die Lichtaufteilung von einer Eingangs- auf zwei oder mehrere Ausgangsfasern wird durch Mikroprismen realisiert, die im Kreuzungspunkt der miteinander zu verbindenden Fasern positioniert sind. Den schematischen Aufbau eines Koppel-elementes zur bidirektionalen Datenübertragung mit einer Faser zeigt Abb. 4.1.

Das von Faser 1 in die Struktur eingestrahlte Signal gelangt teilweise durch den kurzen Luftspalt in Faser 2. Der mit Faser 2 verbundene Empfänger - dies kann z.B. ein faseroptischer Sensorkopf sein - moduliert das Signal und schickt es über dieselbe Faser zum Koppelprisma zurück, wo es durch Totalreflexion an der Prismenhypothense in Faser 3 gelenkt wird. Die von Faser 1 in Faser 2

übergekoppelte Intensität wird von der Größe des Luftkanals bestimmt, während der Anteil der von Faser 2 in Faser 3 übergekoppelten Intensität von der Hypotenusenlänge abhängt. Aufgrund der Kompaktheit der Struktur sind Divergenzverluste relativ gering. Da die direkt von Faser 1 in Faser 3 eingekoppelte Intensität im wesentlichen durch Defekte an der Koppelstruktur oder durch Streulicht aufgrund von Staubpartikeln, die im Luftspalt liegen, verursacht wird, ist mit einem sehr kleinen Störsignal, d.h. einer hohen Übersprechdämpfung zu rechnen.



**Abb. 4.1:** Schematische Darstellung eines LIGA-Koppelementes für Multimodefasern.

Aufgrund der sehr guten Oberflächenqualität der LIGA-Seitenwände (vgl. Kap. 2.4) ist nach der Strukturierung von Koppelprisma und Faserführungsschächten keine nachträgliche Oberflächenbearbeitung erforderlich. Nach der Herstellung einer glatten Faserstirnfläche z.B. durch Anritzen und Brechen der Faser können die Fasern über die Führungsschächte justiert an das Koppelprisma positioniert werden. Diese einfache, genaue und stabile Faserankopplung ist entweder lösbar, indem die Fasern nur durch eine Abdeckung in einer festen Position fixiert werden, oder kann dauerhaft durch ein Verkleben der Fasern ausgelegt werden.

#### 4.1.2 Kenngrößen von Multimodefasern

Für das Verständnis der Koppelfunktion ist eine Kenntnis des Abstrahlverhaltens in kurzen Abständen zur Stirnfläche und damit der Ausbreitung von Licht in Fasern wichtig [Mid79].

Fasern sind zylindersymmetrische Strukturen, die aus einem Faserkern mit einem Brechungsindex  $n_{\text{Kern}}$  und einem Fasermantel, bestehend aus einem Material mit einem geringfügig kleineren Brechungsindex  $n_{\text{Mantel}}$ , aufgebaut sind ( $\Delta n = (n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}}) / n_{\text{Kern}} \approx 1\%$ ). In die Faser eingestrahktes Licht breitet sich nahezu verlustfrei nur im Faserkern aus und wird schon im Fasermantel stärker gedämpft. Zum Schutz gegen Umwelteinflüsse wird die Faser von einer Kunststoffschicht umhüllt, die jedoch keinen Einfluß auf die Lichtausbreitung in der Faser hat (vgl. Abb. 4.2a).

Eine für das Aufnahmevermögen von Licht maßgebliche Kenngröße der Fasern ist die numerische Apertur. Sie wird nach Gl. (4.1) durch die Brechungsindizes von Faserkern und Fasermantel festgelegt.

$$(4.1) \quad N.A. = \sin \Theta_{\max} = \sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}$$

Um in die Faser eingestrahktes Licht im Faserkern nahezu verlustfrei zu führen, darf ein von außen auf die Faserkernfläche auftreffender Lichtstrahl nur einen maximalen Einfallswinkel  $\Theta_{\max}$  zur Faserachse haben (Strahl (1) in Abb. 4.2b). Ist der Einfallswinkel größer als  $\Theta_{\max}$ , verläßt der Strahl den Kernbereich und geht im Mantel verloren (Strahl (2) in Abb. 4.2b). Den Sinus dieses maximalen Einfallswinkels  $\Theta_{\max}$  bezeichnet man als numerische Apertur.

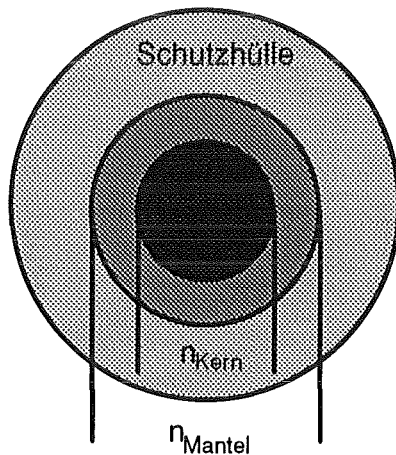


Abb. 4.2a: Aufbau einer Glasfaser.

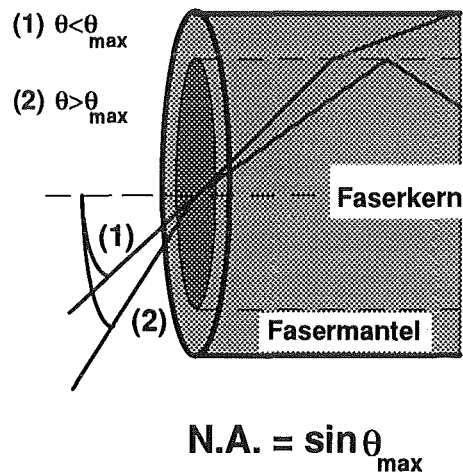


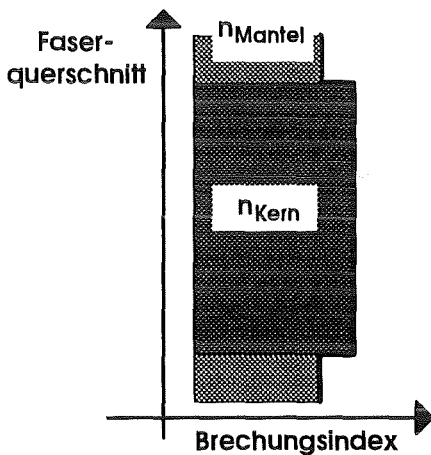
Abb. 4.2b: Numerische Apertur von Glasfasern.

Das Brechungsindexprofil der Faser bestimmt, wie sich die einzelnen Strahlen in der Faser ausbreiten [Po61]. Man unterscheidet prinzipiell zwischen Stufenindex- und Gradientenindexfasern.

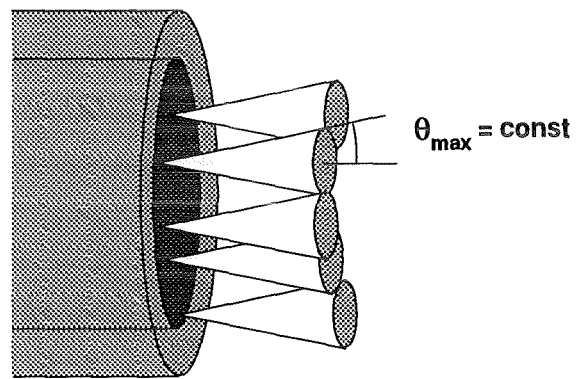
Im Fall der Stufenindexfaser ist der Brechungsindex im Faserkern konstant und fällt sprunghaft am Fasermantel ab (Abb. 4.3a). Die im Kern geführten Strahlen werden



bei ihrer Ausbreitung an der Grenze zum Mantel totalreflektiert und breiten sich zickzackförmig aus. Bei einer vollangeregten Faser, d.h. bei einer gleichmäßigen Verteilung der eingestrahnten Lichtleistung auf den Kernbereich und auf alle ausbreitungsfähigen Moden, verlaufen an jedem Punkt auf der Kernfläche Strahlen mit Winkeln bis zum maximalen, durch die numerische Apertur der Faser festgelegten Ausbreitungswinkel<sup>1</sup>. Schneidet man diese Faser an einer beliebigen Stelle ab und betrachtet die Abstrahlung in den Raum, so werden von jedem Punkt der Kernfläche Strahlen gleichmäßig über dem erlaubten Winkelbereich abgestrahlt (Abb. 4.3b).



**Abb. 4.3a:** Verlauf des Brechungsindex über dem Faserquerschnitt für eine Stufenindexfaser.

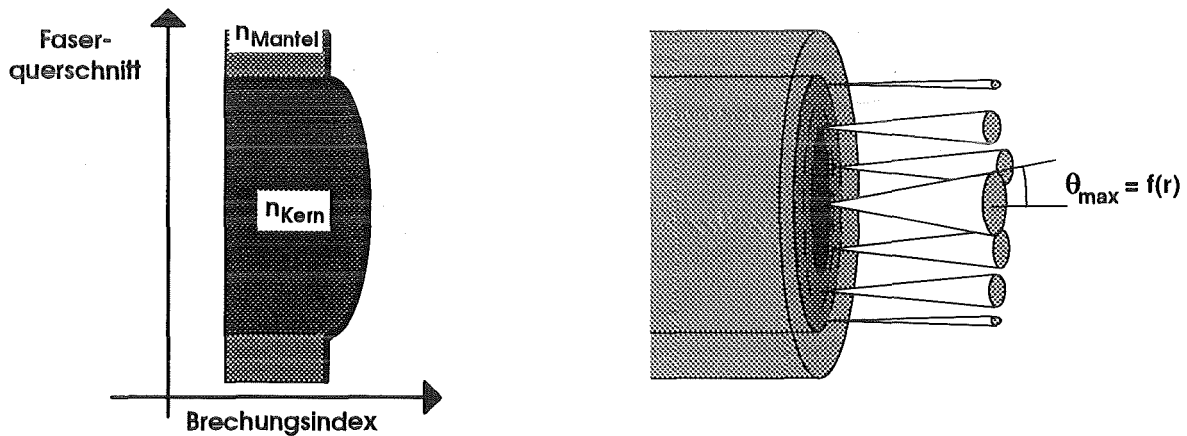


**Abb. 4.3b:** Modell zur Abstrahlung; jeder Punkt der Kernfläche kann Strahlen mit Winkeln  $\theta \leq \theta_{\max}$  abstrahlen.

Bei Gradientenindexfasern nimmt der Brechungsindex von der Kernmitte zum Mantel hin kontinuierlich ab (vgl. Abb. 4.4a). Die Strahlen werden bei der Ausbreitung im Faserkern fortwährend gebrochen und bewegen sich auf gekrümmten Bahnen durch die Faser. Die numerische Apertur ist in diesem Fall abhängig vom Abstand zur Kernmitte. Die in der Kernmitte verlaufenden Strahlen haben Ausbreitungswinkel, die entsprechend der maximalen numerischen Apertur der Faser möglich sind, während sich an der Grenze zum Fasermantel nur noch Parallelstrahlen ausbreiten können (Abb. 4.4b). Die maximale Apertur in der Kernmitte wird bei einer Gradientenindexfaser als numerische Apertur bezeichnet.

<sup>1</sup>Die Ausbreitung von Licht in einem dielektrischen Medium wird durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben [Bor80]. Die daraus abgeleiteten Wellengleichungen, die die Ausbreitung der elektrischen und magnetischen Felder in einer Glasfaser beschreiben, haben diskrete Lösungen. Diese entsprechen den Feldverteilungen, die in der Faser durch konstruktive Interferenz verstärkt werden [Sny83]. Diese als "Moden" bezeichneten Verteilungen entsprechen im Strahlenmodell einem Strahl mit einem diskreten Ausbreitungswinkel zur Faserachse. Bei Multimodefasern ergeben sich aus den Faserabmessungen und der numerischen Apertur bis zu tausend im Faserkern ausbreitungsfähige Moden, die in Näherung als Modenkontinuum betrachtet werden [Gri89].

Das Abstrahlverhalten der Fasern hängt entscheidend von der Faserlänge und den Einkoppelbedingungen ab und wird deshalb durch eine Fernfeldmessung der im Experiment verwendeten Fasern überprüft [Un84]. Durch die Messung der Intensitätsverteilung in relativ zum Faserquerschnitt großen Abständen kann die numerische Apertur auf einfache Weise bestimmt werden (vgl. Kap. 4.1.3). Bei sehr kurzen Faserstücken ( $\leq 1\text{m}$ ) kann durch ein Überstrahlen der Kernfläche auch Licht in den Fasermantel eingestrahlt und dort geführt werden; erst bei längeren Fasern ( $>10\text{m}$ ) wird es dort so stark gedämpft, daß nur noch Licht im Faserkern geführt wird. Im Experiment wird dies durch eine Mindestlänge der Fasern von 20 m berücksichtigt.



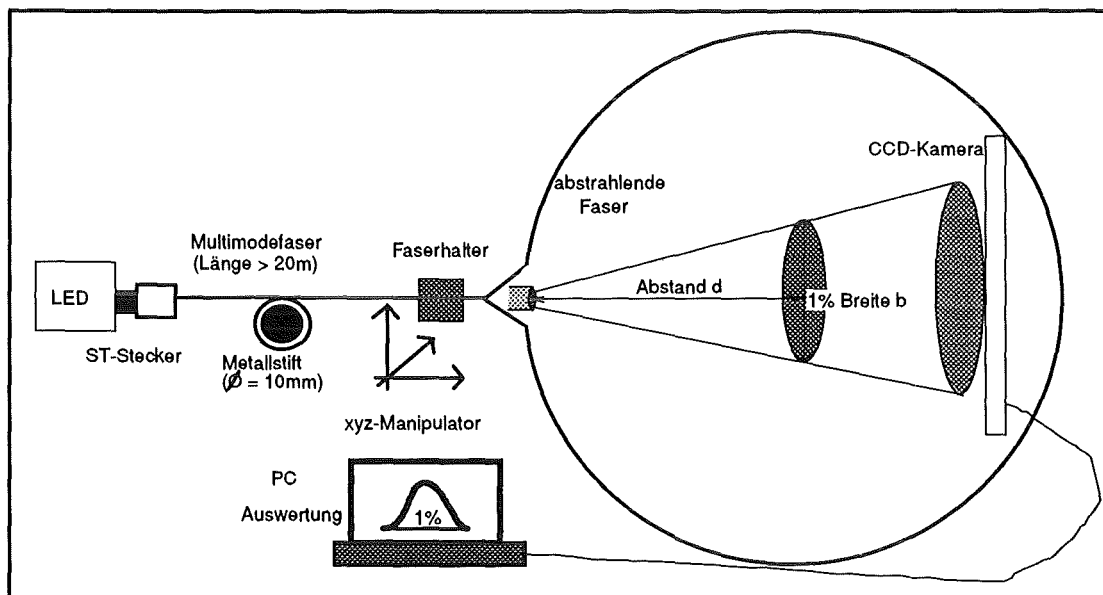
**Abb. 4.4a:** Verlauf des Brechungsindex über dem Faserquerschnitt für eine Gradientenindexfaser.

**Abb. 4.4b:** Modell zur Abstrahlung; abhängig vom Punkt auf der Kernfläche wird das Licht in unterschiedlich große Raumwinkel abgestrahlt.

Neben der numerischen Apertur ist sowohl für eine genaue Charakterisierung der LIGA-Koppelemente im Experiment als auch für eine realistische Simulation ihrer Koppeleigenschaften die Intensitätsverteilung unmittelbar auf der Stirnfläche (vgl. Kap. 4.1.4) sowie für Abstände in der Größenordnung des Faserquerschnittes entscheidend. Um sicherzustellen, daß stabile Versuchsbedingungen vorliegen und sich beispielsweise durch ein Umlegen der Fasern keine Änderung der Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche ergeben, müssen diese Kenngrößen für die eingesetzten Fasern unter den entsprechenden Versuchsbedingungen überprüft und in geeigneter Weise bei der Raytrace Simulation der Koppelfunktion berücksichtigt werden.

### 4.1.3. Bestimmung der numerischen Apertur von Multimodefasern

Zur Bestimmung der numerischen Apertur der Fasern wird der in Abb. 4.5 skizzierte Versuchsaufbau verwendet. Das Licht einer roten LED ( $\lambda = 660 \text{ nm}$   $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$ ) wird in das eine Faserende eingekoppelt. Die Faser wird mit einem Faserstecker (ST-Stecker) mit der LED verbunden. Um stabile Anregungsbedingungen zu gewährleisten, werden die Fasern zur Anregung der Moden höherer Ordnung mehrfach um einen Metallstift von 10 mm Durchmesser gewickelt [Schw90]]. Auf diese Weise kann auch bei relativ kurzen Faserstücken eine gleichmäßige Anregung der ausbreitungsfähigen Moden erzielt werden. Das abgemantelte Faserende wird in einem Magnethalter fixiert, der auf einem xyz-Manipulator montiert ist. Damit kann das Faserende einfach und exakt relativ zum Detektor verfahren werden. Als Detektor wird eine intensitätsgeeichte CCD-Kamera mit einer dazugehörigen Auswerte-Software [Od90] eingesetzt. Das Faserende kann maximal in einem solchen Abstand zur Kamera positioniert werden, daß die Intensitätsverteilung die größtmögliche laterale Abmessung des CCD-Chips von 4.6 mm nicht überstrahlt. Da für eine ausreichend hohe Ortsauflösung auf der anderen Seite ein gewisser Mindestabstand nicht unterschritten werden sollte, können mit diesem Versuchsaufbau Intensitätsverteilungen für Abstände zur Faserstirnfläche von 5 mm bis 10 mm vermessen werden.



**Abb. 4.5** Messung und Bestimmung der numerischen Apertur von Multimodefasern.

Trägt man die Breite  $b$  (Breite bei 1% der Maximalintensität) der vermessenen Intensitätsverteilungen gegen den Abstand  $d$  zur Faserstirnfläche auf, so berechnet

sich die numerische Apertur aus der Steigung  $m$  der resultierenden Geraden nach Gl. 4.2 zu:

$$(4.2) \quad N.A. = \sin \alpha = \sin \left( \arctan \frac{m}{2} \right); \quad m = \frac{b}{d}$$

Mit dem dargestellten Versuchsaufbau wurden die zur Vermessung der Koppel-elemente eingesetzten Stufen- und Gradientenindexfasern charakterisiert. Die nach Gl. 4.2 berechneten Faseraperturen ergaben sich unabhängig davon, ob die Faserlänge 20 m oder einige 100 m betrug, zu 0.28 für die Stufenindex- und zu 0.2 bzw. 0.26 für die Gradientenindexfasern. Diese Ergebnisse stimmen gut mit den vom Hersteller gemachten Angaben überein und zeigen, daß mit dem Versuchsaufbau stabile und definierte Versuchsbedingungen realisiert werden.

#### 4.1.4. Bestimmung der Intensitätsverteilung auf der Faserstirnfläche

Wie bereits in Kap. 4.1.2 angedeutet, ist eine genaue Kenntnis der Intensitätsverteilung auf der Faserstirnfläche eine unbedingte Voraussetzung sowohl für die Interpretation der Meßergebnisse an LIGA-Koppelstrukturen als auch für eine realistische Simulation der Koppelleigenschaften mit Hilfe von Raytrace Rechnungen. Eine Möglichkeit, diese Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche der Faser zu messen, bietet das sog. Nahfeldverfahren [Un84]. Dabei wird das zu untersuchende Faserende über ein Mikroskopobjektiv auf eine CCD-Kamera abgebildet und die auf dem vergrößerten Bild der Faserstirnfläche beobachtete Intensitätsverteilung ausgewertet. Hierzu wird im Versuchsaufbau in Abb. 4.5 zwischen Faserende und CCD-Kamera ein Mikroskopobjektiv (40x/0.65) in den Strahlengang gebracht, mit dem die Faserstirn 40x vergrößert auf den CCD-Chip abgebildet wird. Mit diesem Aufbau kann die Intensitätsverteilung auf der Faserstirnfläche mit einer Ortsauflösung von ca. 1µm/Pixel vermessen werden. Die Anordnung wird mit einem Eichmaßstab kalibriert, so daß neben der orts aufgelösten Intensitätsmessung gleichzeitig die effektive, d.h. die das Licht führende Breite des Faserkerns ausgemessen werden kann [Kim82].

Im Fall eines stationären Modengleichgewichts gilt für die auf der Faserstirn gemessene Intensitätsverteilung  $I(r)$  [Gri89]:

$$(4.3) \quad I(r) \propto N.A.^2(r), \quad \text{mit } r = \text{Abstand zur Kernmitte}$$

Bei einer Stufenindexfaser ergibt sich aufgrund der über den Kernbereich konstanten numerischen Apertur eine gleichmäßige Intensitätsverteilung auf der

Faserstirnfläche. Simuliert man das Abstrahlverhalten dieser Faser, so werden von jedem Punkt auf der Kernfläche gleichviel Strahlen mit Richtungsvektoren, die über den gesamten, durch die Apertur erlaubten Raumwinkelbereich gleichmäßig verteilt sind, von der Faserstirn abgestrahlt (vgl. Abb. 4.3b).

Bei Gradientenindexfasern muß die Abhängigkeit der numerischen Apertur vom Abstand zur Kernmitte berücksichtigt werden (vgl. Abb. 4.4). Eine quantitative Beschreibung des Brechungsindexverlaufes über der Faserkernfläche liefert die sog. Profilfunktion (Gl. 4.4) [Gec90, Mil78].

$$(4.4) \quad f\left(\frac{r}{a}\right) = \left(\frac{r}{a}\right)^g \quad \text{mit } r = \text{Abstand zur Kernmitte}$$

$a = \text{effektiver Kernradius}$   
 $g = \text{Profilparameter}$

Die Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche einer Gradientenindexfaser kann dann durch Gl. 4.5 beschrieben werden.

$$(4.5) \quad I\left(\frac{r}{a}\right) \propto N.A.^2\left(\frac{r}{a}\right) = N.A.^2(0) \cdot \left(1 - f\left(\frac{r}{a}\right)\right)$$

$N.A.^2(0)$  gibt die maximale numerische Apertur in Kernmitte an.

In Abb. 4.6a ist die für eine 20 m lange Stufenindexfaser (100/140  $\mu\text{m}$ , N.A. = 0.28) gemessene Nahfeldverteilung dargestellt. Aus dem in Abb. 4.6b dargestellten Schnitt durch die Fasermitte erkennt man einen abrupten Anstieg der Intensität direkt am Rand des Faserkerns; im Bereich des Fasermantel kann keine Intensität nachgewiesen werden. Die Intensität verteilt sich gleichmäßig über den Faserkern. Die Breite der das Licht führenden Kernschicht beträgt 100  $\mu\text{m}$  (Meßfehler  $\pm 1 \mu\text{m}$ ) und stimmt gut mit der Angabe des Herstellers überein.

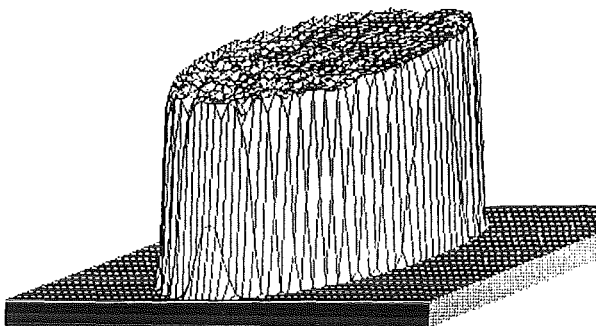


Abb. 4.6a

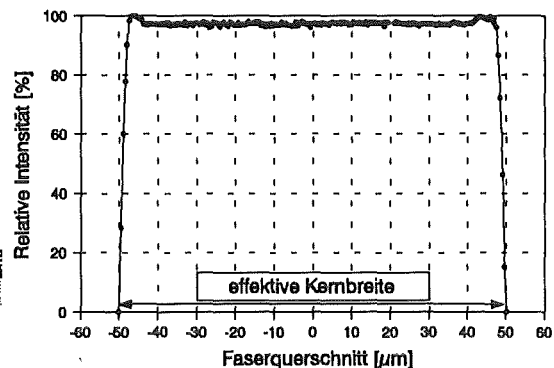


Abb. 4.6b

**Abb. 4.6:** Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche einer 20 m langen Stufenindexfaser in einer Pseudo-3D-Darstellung (a) und als Schnitt durch die Fasermitte (b).

In Abb. 4.7a ist die Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche einer 20 m langen Gradientenindexfaser (100/140  $\mu\text{m}$ , N.A. = 0.2) dargestellt. Abb. 4.7b zeigt einen Schnitt durch die Fasermittre. An die gemessene Verteilung wurde Gl. 4.5 mit einem Least-Square-Fit angepaßt und daraus ein Wert von  $g = 2$  für den Profilparameter bestimmt. Die Fernfeldmessung liefert einen Wert von 0.2 für die numerische Apertur. Für eine weitere Faser (100/140  $\mu\text{m}$ , N.A. = 0.26) zeigt der ebenfalls in Abb. 4.7b dargestellte Schnitt durch die Fasermittre einen deutlichen Intensitätseinbruch in der Kernmitte. Für diese Faser ergibt sich ein Wert von  $g = 3$  für den Kernbereich außerhalb des Einbruchs.

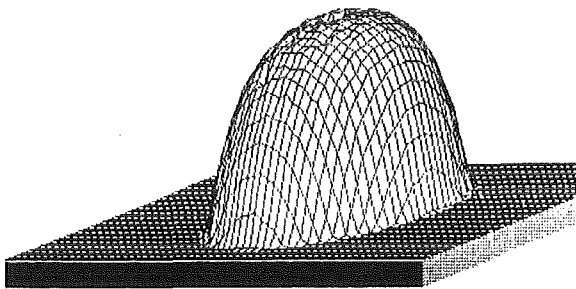


Abb. 4.7a

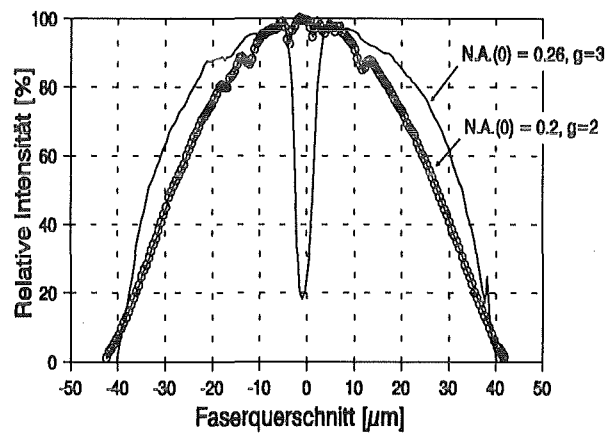


Abb. 4.7b

**Abb. 4.7** Intensitätsverteilung auf der Stirnfläche einer 20 m langen Gradientenindexfaser in einer Pseudo-3D-Darstellung (a) und als Schnitt durch die Fasermittre (b).

Der Intensitätseinbruch in der Kernmitte ist ein herstellungsbedingter Fehler bei Gradientenindexfasern [Lu86]. Er muß für eine realistische Beschreibung des Abstrahlverhaltens durch eine entsprechende Korrektur der numerischen Apertur in diesem Bereich berücksichtigt werden (siehe Kap. 4.2.2). Die effektive Kernbreite ist mit  $82 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$  ca. 20% kleiner als vom Hersteller angegeben. Dies ist auf zwei Effekte zurückzuführen. Zum einen wird durch das enge Aufwickeln der Faser der für die Lichtausbreitung nutzbare Kernquerschnitt verengt. Die noch verbleibende Faserlänge reicht nicht mehr für eine gleichmäßige Verteilung der Intensität über den lichtführenden Kernbereich aus. Für eine nicht aufgerollte Faser konnte eine maximale effektive Kernbreite von  $91 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$  gemessen werden. Es war jedoch mit keiner experimentellen Maßnahme möglich, eine Lichtführung über der "Sollbreite" des Faserkerns von  $100 \mu\text{m}$  zu beobachten. Dieses erklärt sich aus der schwachen Führung am Rand des Faserkerns, durch die die Moden höherer Ordnung stärker gedämpft werden und so die effektive Breite des lichtführenden Kernbereichs verringert wird [Gra91].

Die Messungen unterstreichen, daß vor einer Vermessung der Koppellemente sowohl die Fasern als auch der Versuchsaufbau genau charakterisiert werden muß. Die experimentell bestimmten Intensitätsverteilungen auf der Faserstirn können durch die in Gl. 4.5 dargestellte Funktion gut analytisch beschrieben werden und bilden somit die Grundlage für eine realistische Simulation der Faserkoppellemente.

## **4.2 Raytrace Programm zur Simulation von LIGA-Koppelstrukturen**

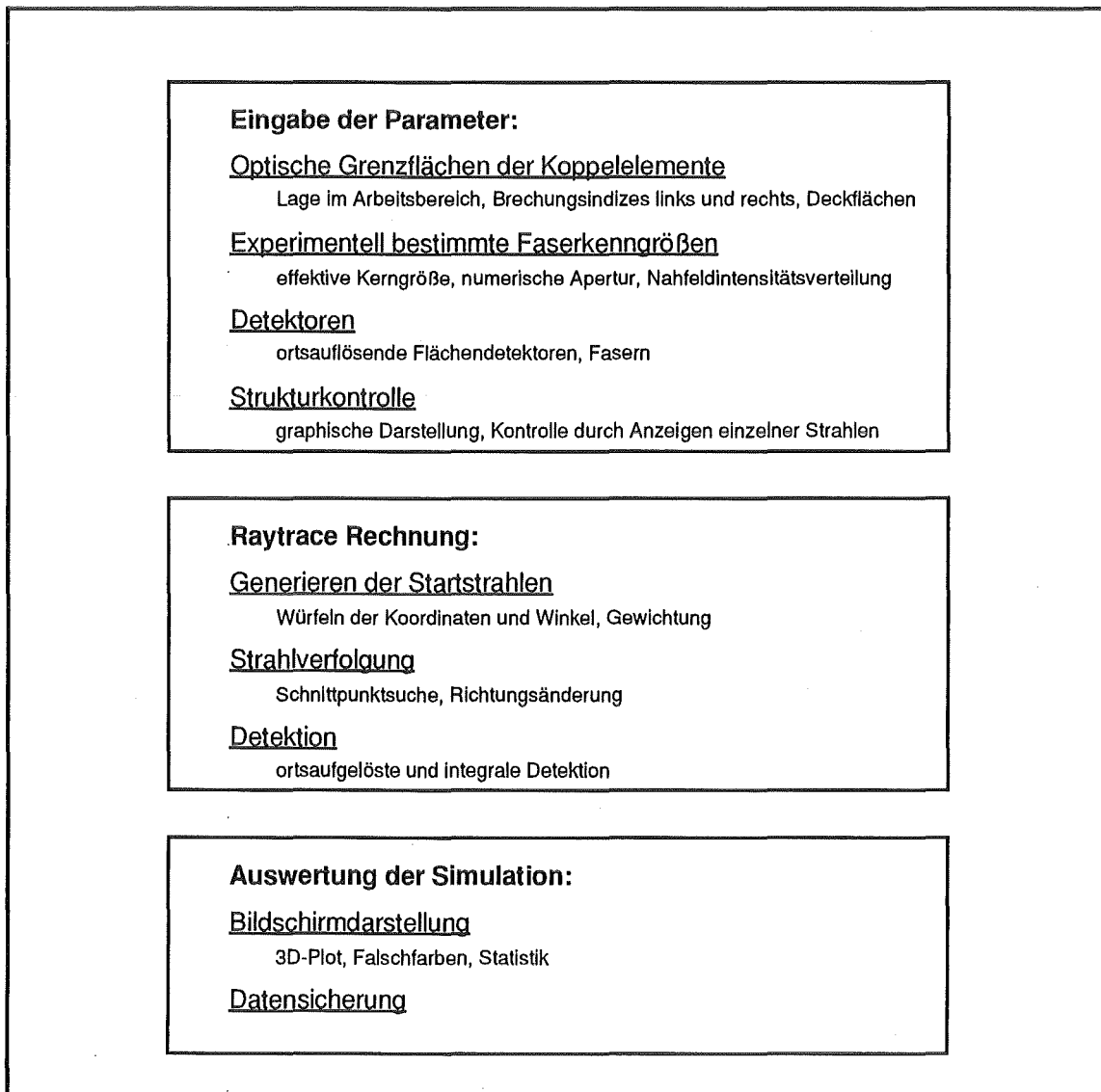
### **4.2.1 Darstellung des Programms**

Für eine Bewertung der Koppelqualität und eine Optimierung des Designs ist es notwendig, den Koppelwirkungsgrad durch Simulationsrechnungen theoretisch zu bestimmen und mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Das hierfür entwickelte Raytrace Programm ermöglicht die Beschreibung des Abstrahl- und Detektionsverhaltens beliebiger Multimodefasern unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten Faserkenngrößen [Sm90]. Die Seitenwände der Koppellemente bilden die optischen Grenzflächen und können in beliebiger Form und Anordnung vorgegeben werden. Durch obere und untere Grenzflächen kann die Ausbreitung in einem lichtführenden 3-Schichtaufbau simuliert werden, wie er für Strukturen mit Lichtwegen von größer 1mm vorteilhaft ist [Gö92a]. Da die Reihenfolge, in der ein Strahl die verschiedenen Grenzflächen durchläuft, von seinem Startpunkt auf der Stirnfläche abhängt, erfolgt die Strahlverfolgung für alle Grenzflächen "parallel". Neben der von einer Faser akzeptierten Gesamtintensität kann zur Optimierung des Koppelwirkungsgrades die Intensitätsverteilung an beliebiger Stelle in der Struktur mit Hilfe von "ortsauflösenden" Flächendetektoren betrachtet und bewertet werden.

Im folgenden wird der Programmablauf skizziert und die simulierten Ergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Die drei Hauptteile des Raytrace Programms, die Eingabe der Struktur- und Faserdaten, die eigentliche Raytrace Rechnung und die Auswertung der Simulation, sind in Abb. 4.8 dargestellt. Im Eingabefeld werden die Positionen der optischen Grenzflächen mit Brechungsindizes links und rechts, die Kenngrößen der abstrahlenden und detektierenden Fasern sowie die Lage von ortsauflösenden Flächendetektoren eingegeben. Durch das "Verfolgen" ausgesuchter Strahlen ist eine Kontrolle der Struktur sowie eine Beurteilung des Designs auf dem Bildschirm möglich.

Bei der Raytrace Simulation der Koppelfunktion werden die einzelnen Strahlen auf der Stirnfläche der Einkoppelfaser durch einen Zufallsgenerator generiert. Ebenso werden zwei der drei Komponenten des Richtungsvektors statistisch unabhängig voneinander gewürfelt. Die dritte Komponente ist durch die Normierung auf eine Länge von 1 festgelegt. Für eine realistische Beschreibung des Abstrahlverhaltens werden die gleichmäßig auf dem durch die maximale numerische Apertur festgelegten Winkelintervall gewürfelten Startwinkel mit Gleichung (4.5) als Funktion des Startpunktes "kontrolliert": Strahlen, deren Startwinkel größer sind als der für den Startpunkt erlaubten größtmöglichen Winkel, werden verworfen. Dieses Vorgehen entspricht dem Verhalten der Faser und ergibt sowohl für die Intensitätsverteilung unmittelbar auf der Stirnfläche als auch in Abständen bis 100  $\mu\text{m}$ , wie sie charakteristisch für die hier untersuchten Koppellemente sind, eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit dem experimentellen Abstrahlverhalten (vgl. Kap. 4.2.2).



**Abb. 4.8:** Schematischer Aufbau des Raytrace Programms.



Der Weg eines Strahls durch das Koppellement hängt von der Reihenfolge ab, in der die optischen Grenzflächen durchlaufen werden. Es müssen daher die Schnittpunkte mit allen optischen Grenzflächen "parallel" kontrolliert und daraus der in Ausbreitungsrichtung zuerst auftretende Schnittpunkt berechnet werden. Dieser Schnittpunkt ist der neue Startpunkt des Strahles, wobei die optischen Eigenschaften der Grenzfläche die neue Ausbreitungsrichtung festlegen.

Für die Simulation der Koppellemente müssen neben einer Licht abstrahlenden Einkoppelfaser auch mehrere das Licht empfangende Detektorfasern definiert werden. Bei diesen Detektorfasern wird in gleicher Weise wie bei der Simulation der Abstrahlung der Auftreffwinkel in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt betrachtet und nur solche Strahlen zur bereits detektierten Intensität hinzuaddiert, die sich im Faserkern ausbreiten können.

Darüber hinaus können auch ortsauflösende Flächendetektoren, die die Funktion einer CCD-Kamera haben, an beliebiger Stelle im Koppellement positioniert werden. Die Detektoren werden als optisch aktive Flächen in der Anordnung berücksichtigt; Strahlen, die auf diese Flächen treffen, werden dort "absorbiert" und zur bereits in diesem Flächensegment detektierten Intensität hinzuaddiert. Mit Hilfe der Flächendetektoren kann die Ausbreitung der Strahlen in dem Koppellement genau verfolgt und so die beste Position der Detektorfasern bestimmt werden.

#### **4.2.2 Simulation des Abstrahlverhaltens im Nahbereich**

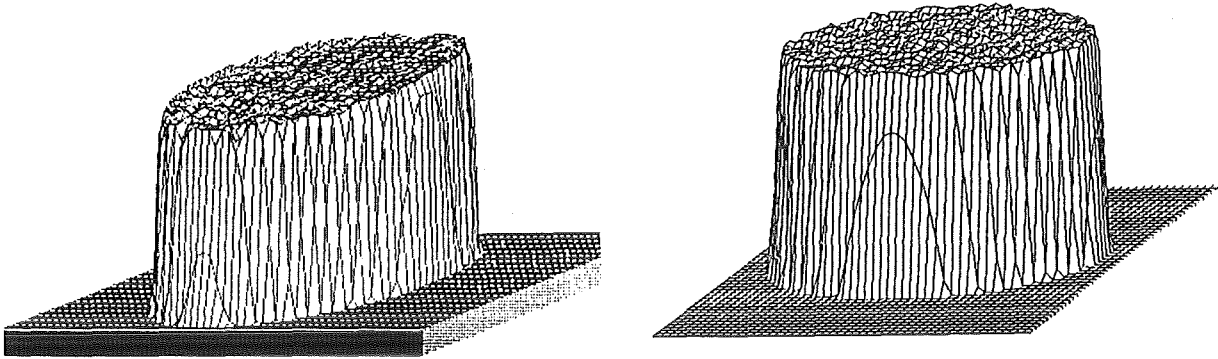
Durch einen Vergleich zwischen den im Nahbereich<sup>2</sup> gemessenen und für gleiche Abstände zur Faserstirnfläche simulierten Intensitätsverteilungen wird das Modell, das die Abstrahlung der Fasern beschreibt, qualitativ überprüft.

Zur experimentellen Bestimmung der in kleinen Abständen zur Faserstirn abgestrahlten Intensitätsverteilung wird der in Abb. 4.5 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Die Faserstirnfläche wird mit Hilfe eines Mikroskopobjektives (32x/0.5) vergrößert auf die CCD-Kamera abgebildet. Die Gegenstandsweite, bei der die Stirnfläche scharf abgebildet wird, definiert die Position  $d = 0$ . Die Faser wird danach in definierten Schritten vom Mikroskopobjektiv weggefahren ohne die Abbildungsoptik zu verändern. Dadurch wird die Intensitätsverteilung, die in einem Abstand  $d > 0$  zur Nullposition durch die Abstrahlung der Faser erzeugt wird, auf die CCD-Kamera abgebildet. Wegen der Blendenbegrenzung innerhalb des Mikroskopobjektives werden Randstrahlen mit großen Startwinkeln ausgeblendet, so daß diese Meßmethode nur eine qualitative Auswertung der Intensitätsverteilung erlaubt.

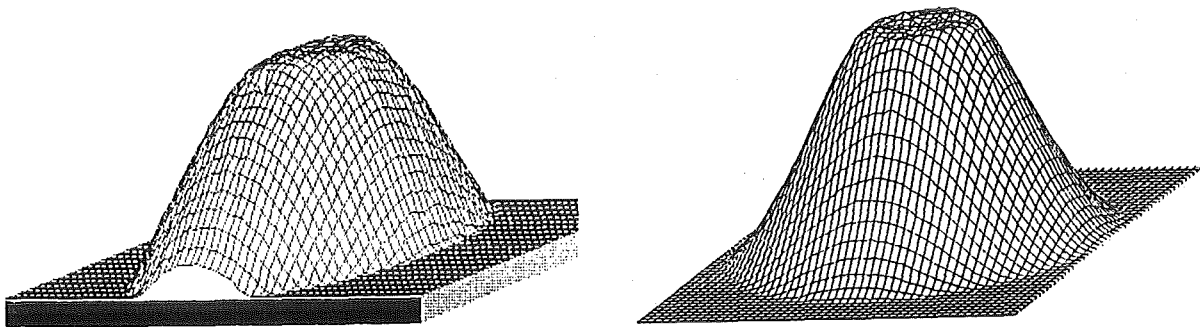
---

<sup>2</sup>Mit Nahbereich werden Abstände zur Faserstirnfläche von bis zu 200  $\mu\text{m}$  bezeichnet.

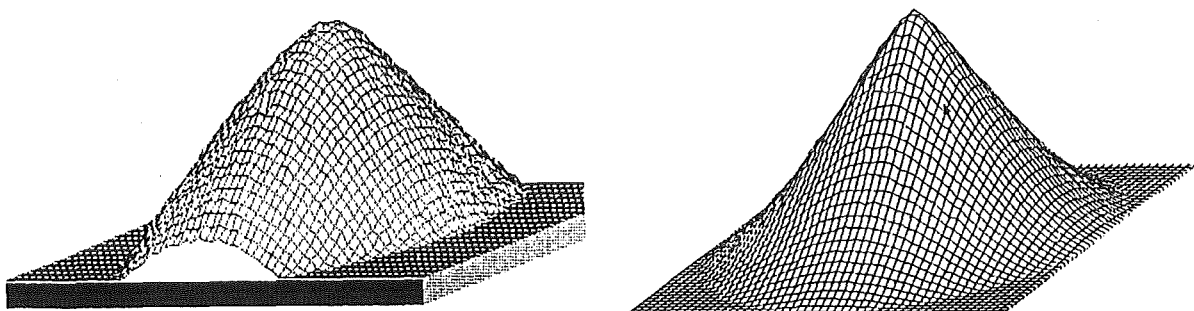
Für die Stufenindexfaser sind die in Abständen von 0  $\mu\text{m}$ , 100  $\mu\text{m}$  und 170  $\mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche gemessenen Intensitätsverteilungen in Abb. 4.9a auf der linken Seite dargestellt. Die aus der Simulation berechneten Verteilungen für dieselben Abstände sind auf der rechten Seite zum Vergleich gegenübergestellt.



Abstand  $d = 0 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche



Abstand  $d = 100 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche



Abstand  $d = 170 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche

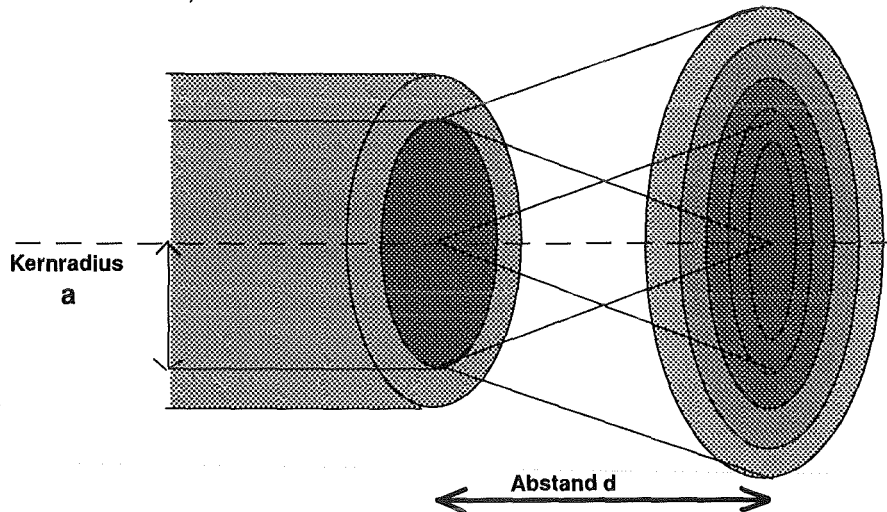
gemessene Intensitätsverteilung

simulierte Intensitätsverteilung

**Abb. 4.9:** Gemessene (linke Seite) und simulierte (rechte Seite) Intensitätsverteilungen für Abstände von 0  $\mu\text{m}$ , 100  $\mu\text{m}$  und 170  $\mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche für eine Stufenindexfaser (100/140  $\mu\text{m}$ ,  $N.A.(0) = 0.28$ ).

Wie aus den Abbildungen zu erkennen ist, besteht eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und den experimentellen Ergebnissen. In beiden Fällen erkennt man, daß die zunächst plateauartige Verteilung ( $d = 0 \mu\text{m}$ ) mit zunehmenden Abstand zur Stirnfläche stetig in eine pyramidenförmige Verteilung übergeht.

Abb. 4.10 erläutert, wie man sich dieses Verhalten veranschaulichen kann. Von jedem Punkt auf der Kernfläche starten gleichviel Strahlen, deren Ausbreitungswinkel auf dem durch die numerische Apertur definierten Intervall homogen verteilt sind. Auf der optischen Achse überlagern sich im zentralen Bereich Strahlen, die von allen Punkten herkommen. Damit ergibt sich an dieser Stelle eine relativ zu den Randbereichen, in denen bei diesen Abständen noch keine Strahlen aus der Kernmitte auftreffen können, höhere Intensität.



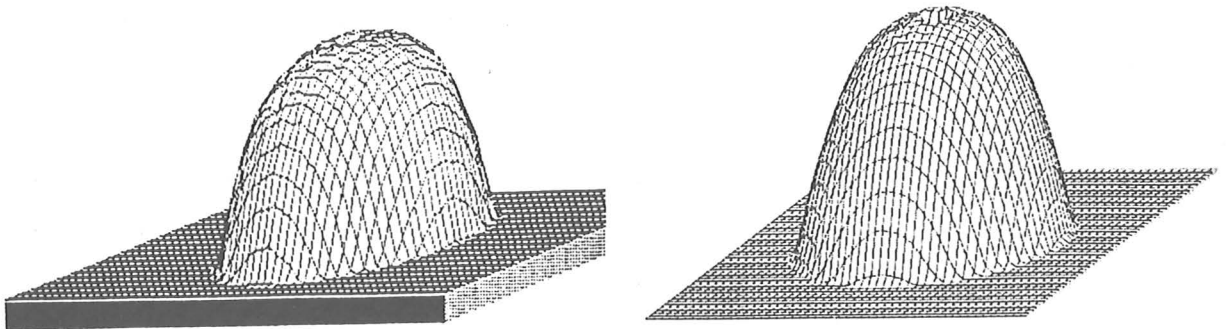
**Abb. 4.10:** Abstrahlverhalten einer Stufenindexfaser für kleine Abstände zur Faserstirn.

Die pyramidenförmige Verteilung ergibt sich für einen Abstand  $z_{\text{pyr}}$ , in dem die vom Rand des Faserkerns mit einem maximalen Ausbreitungswinkel  $\theta_{\text{max}} = \arcsin(\text{N.A.})$  startenden Strahlen gerade die optische Achse schneiden. Es gilt:

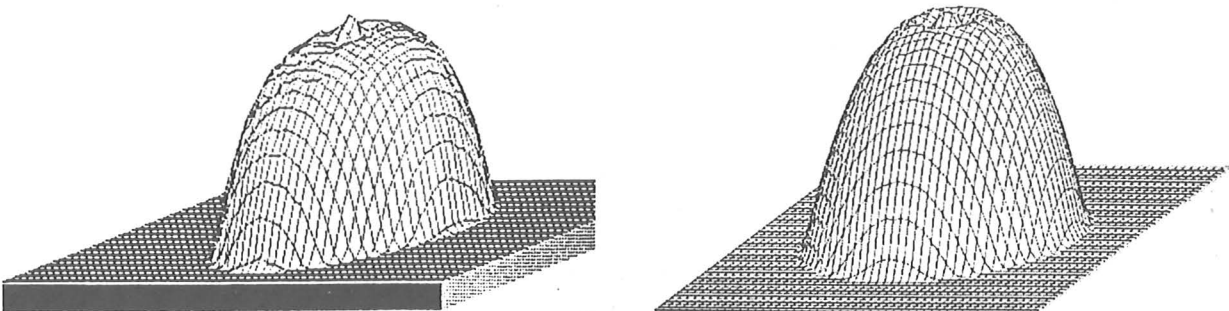
$$(4.6) \quad z_{\text{pyr}} = \frac{a}{\tan(\Theta_{\text{max}})}$$

Mit einem Radius  $a$  des Faserkerns von  $50\mu\text{m}$  und einem aus der numerischen Apertur von  $0.28$  berechneten maximalen Öffnungswinkel von  $\Theta_{\text{max}} = 16.3^\circ$  beim Austritt aus der Stirnfläche in Luft ergibt sich ein Abstand  $z_{\text{pyr}} = 171\mu\text{m}$  in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Simulation und Messung. Mit zunehmendem Abstand  $d$  ist dieser Effekt, der sich aus der Größe der Kernfläche ergibt, geringer und die Verteilung geht in größeren Abständen von einigen Millimetern wieder in eine rechteckige Verteilung über.

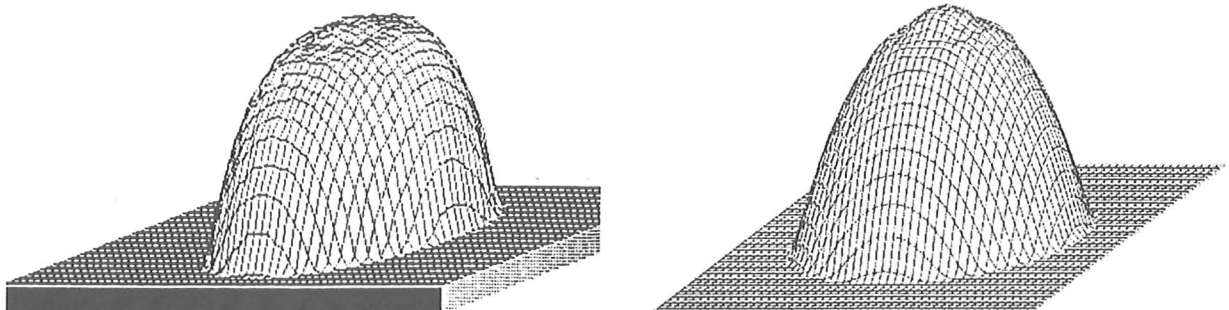
Eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ergibt sich für Gradientenindexfasern (Abb. 4.11).



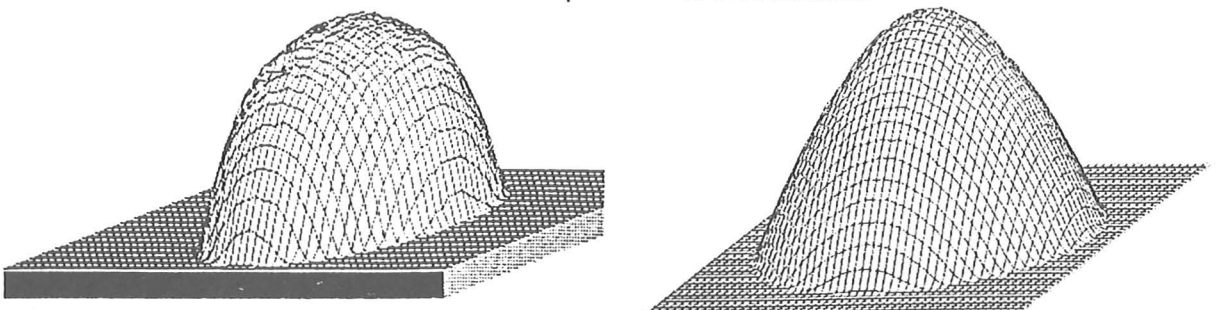
Abstand  $d = 0 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche



Abstand  $d = 25 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche



Abstand  $d = 50 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche



Abstand  $d = 100 \mu\text{m}$  zur Faserstirnfläche

gemessene Intensitätsverteilung

simulierte Intensitätsverteilung

**Abb. 4.11:** Gemessene (linke Seite) und simulierte (rechte Seite) Intensitätsverteilung für Abstände von  $0 \mu\text{m}$ ,  $25 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$  und  $100 \mu\text{m}$  für einer Gradientenindexfaser ( $100/140 \mu\text{m}$ ,  $N.A.(0) = 0.26$ , Einbruch in Kernmitte).

Auf der linken Seite der Abb. 4.11 sind die Ergebnisse der Messung, auf der rechten Seite die der Simulation für die Gradientenindexfaser mit einer N.A. von 0.26 und dem Intensitätseinbruch in Kernmitte gegenübergestellt. Als Folge dieses Einbruchs ist in einem Abstand zur Stirnfläche von 25  $\mu\text{m}$  eine Intensitätsüberhöhung zu erkennen, die von der Simulation gut wiedergegeben wird. Für Abstände zur Stirnfläche von 100  $\mu\text{m}$  und mehr ist kein Einfluß des Einbruchs festzustellen.

### 4.2.3 Simulation des Koppelverhaltens von zwei Multimodefasern

Für eine realistische Simulation der Koppellemente muß neben der Simulation der Faserabstrahlung auch die Lichtdetektion in den Fasern quantitativ beschrieben werden. Eine Möglichkeit, die Ergebnisse der Simulation mit dem Experiment zu vergleichen, bietet die Bestimmung des Koppelwirkungsgrades bei der Verbindung von zwei Multimodefasern, die in einem Faserschacht geführt werden und bei denen der Abstand zwischen den Stirnflächen kontinuierlich geändert wird.

Im Experiment werden dazu zwei Multimodefasern in einem Faserschacht gegeneinander positioniert. Der Abstand zwischen den Faserenden wird mit Hilfe von xyz-Manipulatoren eingestellt. Im Abstand  $d = 0 \mu\text{m}$  detektiert man die maximale Intensität  $I(0)$ , die als Referenz für die Bestimmung des Koppelwirkungsgrades nach Gl. (4.6) herangezogen wird.

$$(4.6) \quad \eta\left(\frac{d}{a_{\text{eff}}}\right) [\%] = \frac{I\left(\frac{d}{a_{\text{eff}}}\right)}{I(0)} \cdot 100$$

$a_{\text{eff}}$  = effektiver Faserkernradius  
 $d$  = Abstand der Faserendflächen

In Abb. 4.12 ist der Koppelwirkungsgrad als Funktion des auf den effektiven Kernradius  $a_{\text{eff}}$  normierten Faserabstandes für zwei identische Stufenindexfasern (100/140  $\mu\text{m}$ , N.A. (0) = 0.28,  $a_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}$ ) dargestellt. Die Meßpunkte sind Mittelwerte aus mehreren Messungen, bei denen auch die abstrahlende und die detektierende Faser vertauscht wurden. Der experimentelle Fehler von ca.  $\pm 1\%$  pro Meßpunkt unterstreicht sowohl die Reproduzierbarkeit der Versuchsdurchführung als auch die Exaktheit der Faserführung. Bei der Simulation wurde für beide Fasern über dem gesamten Kernbereich eine konstante Faserapertur angenommen. Experiment und Simulation stimmen im untersuchten Bereich bis zu einem Abstand der Stirnflächen von 150  $\mu\text{m}$  ( $d/a_{\text{eff}} = 3$ ) sehr gut überein und zeigen, daß die Kopplung von zwei identischen Stufenindexfasern quantitativ gut durch die Simulation wiedergegeben wird.

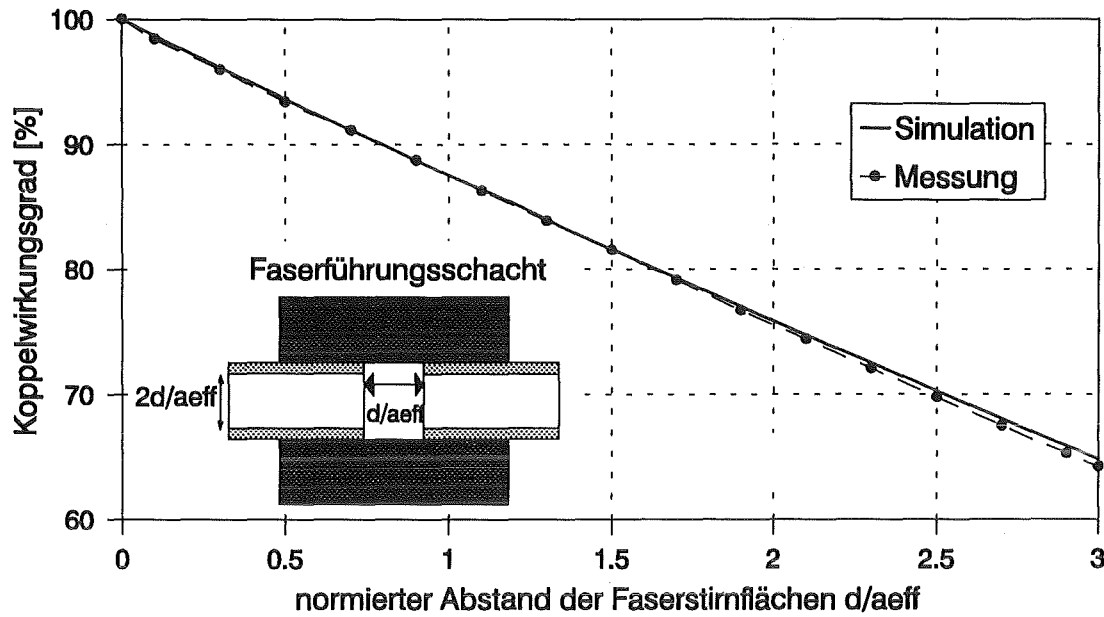


Abb. 4.12: Koppelwirkungsgrad als Funktion des normierten Abstandes für zwei identische Stufenindexfasern (N.A. (0) = 0.28,  $a_{eff} = 50 \mu\text{m}$ ).

Der Koppelwirkungsgrad für zwei identische Gradientenindexfasern ist in Abb. 4.13 als Funktion des normierten Faserabstandes dargestellt.

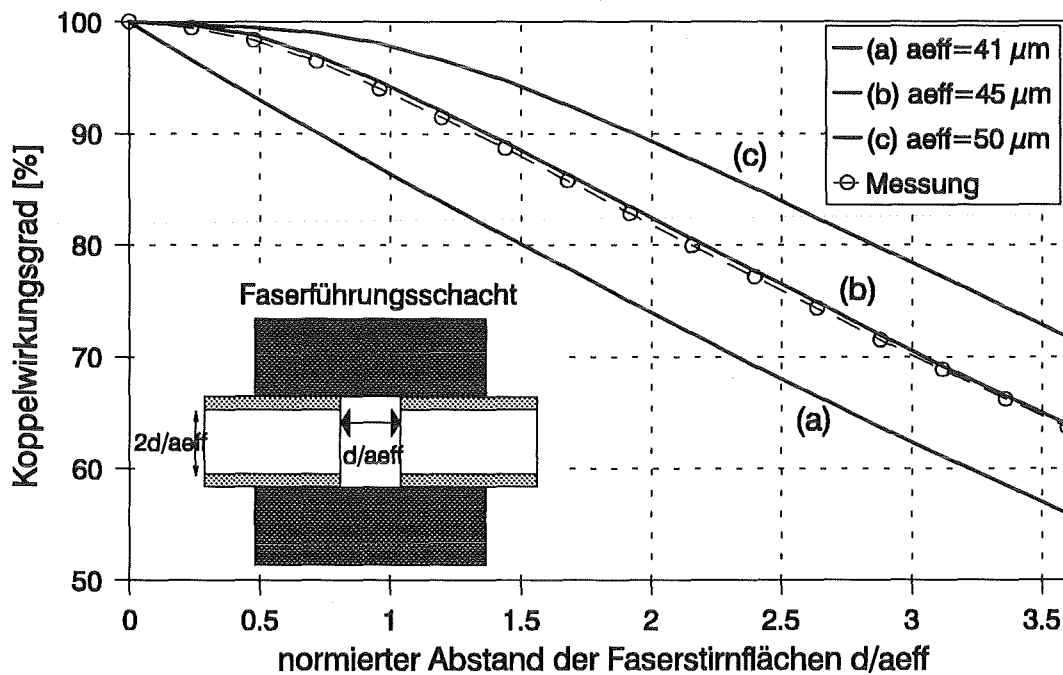


Abb. 4.13: Koppelwirkungsgrad als Funktion des normierten Abstandes für zwei identische Gradientenindexfasern (N.A.(0) = 0.26, Einbruch der Intensität in Kernmitte). Der effektive Kernradius der abstrahlenden Faser beträgt  $a_{eff} = 41 \mu\text{m}$ ; mit einem gleichgroßen Kernradius der Detektorfaser (a) erhält man einen zu schlechten Koppelwirkungsgrad, während ein Kernradius von  $a_{eff} = 50 \mu\text{m}$  (c) entsprechend der Sollbreite der Faser eine zu gute Koppelwirkung ergibt. Eine ausgezeichnete Übereinstimmung von Experiment und Simulation erhält man mit einem effektiven Kernradius von  $a_{eff} = 45 \mu\text{m}$  (b).

Auch bei diesen Messungen wurden die einkoppelnde und die detektierende Faser vertauscht. Im Gegensatz zu den Stufenindexfasern konnte jedoch mit gleichen Kenngrößen für abstrahlende und detektierende Faser das Ergebnis der Messung nicht beschrieben werden (Kurve (a)). Mit einem um 10% größeren effektiven Kernradius der Detektorfaser von  $a_{\text{eff}} = 45 \mu\text{m}$  können die experimentellen Daten ausgezeichnet durch die Simulation beschrieben werden. Ein dem Sollradius entsprechender Kernradius der detektierenden Faser von  $50 \mu\text{m}$  (Kurve (c)) führt einem zu guten Koppelwirkungsgrad. Dies ist aufgrund der in Kap. 4.1.4 geführten Diskussion verständlich. Der durch das Aufrollen bedingte kleinere effektive Kerndurchmesser der abstrahlenden Faser hat wegen der Relativmessung keinen Einfluß auf die Detektion, da das aufgerollte Faserstück erst hinter der Stirnfläche kommt und sich deshalb gleichermaßen auf alle gemessenen Werte auswirkt.

#### 4.2.4 Simulation von Koppellementen

Im folgenden werden durch Simulationsrechnungen verschiedener Koppellemente die wesentlichen Kriterien für die Optimierung der Koppelfunktion von PMMA-Strukturen diskutiert.

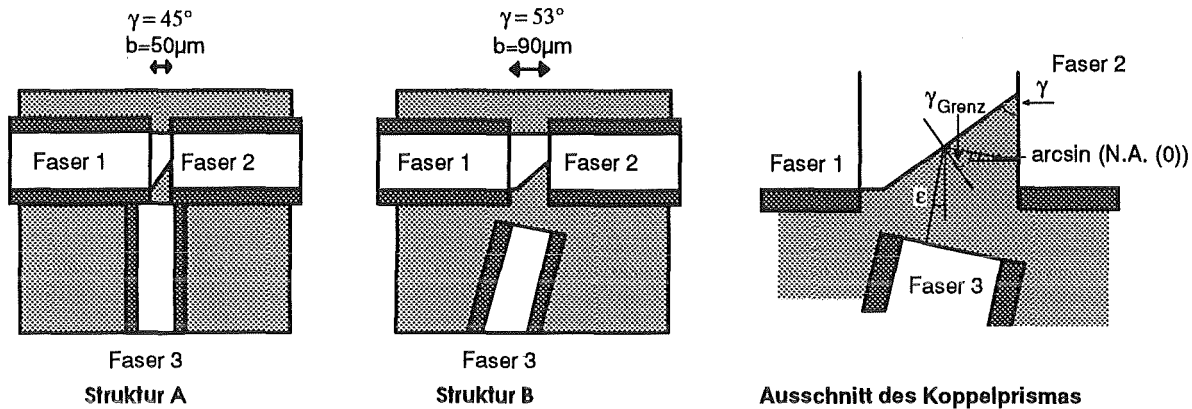
In Abb. 4.14 sind verschiedene Ausführungen von Koppellementen für die bidirektionale Signalübertragung dargestellt. In den dargestellten Anordnungen sind die Koppelprismen so dimensioniert, daß eine symmetrische Aufteilung der zwischen den Fasern  $F_1$  und  $F_2$  bzw.  $F_2$  und  $F_3$  übergekoppelten Intensität erfolgt. Die Koppellemente sind für die im Experiment verwendeten Multimodefasern mit einem Kerndurchmesser von  $100 \mu\text{m}$  und einem Durchmesser des Fasermantels von  $140 \mu\text{m}$  konzipiert.

Durch die Simulation wird der Koppelwirkungsgrad  $\eta_{ij}$ ,  $i, j = 1, 2, 3$  der zwischen den verschiedenen Fasern übergekoppelten Intensitäten berechnet. Der Koppelwirkungsgrad berechnet sich nach Gl. 4.7, die Koppeldämpfung ergibt sich daraus nach Gl. 4.8.

$$(4.7) \quad \eta_{ij}[\%] = \frac{I_{ij}}{I_{ij}(0)} \cdot 100 \quad i, j = 1, 2, 3$$

$$(4.8) \quad \alpha_{ij}[\text{dB}] = -10 \cdot \log\left(\frac{\eta_{ij}[\%]}{100}\right) \quad i, j = 1, 2, 3$$

Die Intensität  $I_{ij}(0)$  gibt die Summe aller von der Einkoppelfaser startenden Strahlen an, die mit den in der jeweiligen Detektorfasern aufsummierten Strahlen  $I_{ij}$  verglichen wird.



**Abb. 4.14:** Design verschiedener Koppellemente für die bidirektionale Signalübertragung.

Bei dem in Struktur A dargestellten Koppellement sind die drei Fasern T-förmig angeordnet, so daß sich ein Prismenwinkel von  $\gamma = 45^\circ$  ergibt (vgl. Abb. 4.14, Ausschnitt). Durch einen  $50 \mu\text{m}$  langen Luftspalt wird dabei ein minimaler Abstand zwischen den Fasern 1 und 2 realisiert. Für die Kopplung von Faser 2 in Faser 3 wird die Totalreflexion an der Grenzfläche PMMA - Luft genutzt. Um auch für die Strahlen, die unter dem maximalen Aperturwinkel von der Faserstirnfläche abgestrahlt werden, die Bedingung der Totalreflexion an dieser Grenzfläche zu erfüllen, muß der Prismenwinkel  $\gamma$  zwischen der Prismenhypotenuse und der Stirnfläche von Faser 2 mindestens einen Wert von  $\gamma_{\min}$  haben (Gl. (4.9)). Um ferner keine zusätzlichen Aperturverluste bei der Detektion in Faser 3 zu erhalten, muß deren Position entsprechend angepaßt werden.

$$(4.9) \quad \gamma \geq \gamma_{\min} = \alpha_{\text{Tot}} + \frac{\arcsin(\text{N.A.}(0))}{n_{\text{PMMA}}}$$

$$\alpha_{\text{Tot}} = \arcsin(1/n_{\text{PMMA}}) \approx 42^\circ$$

Dieses ist in Struktur B für die Stufenindexfasern mit einem Prismenwinkel von  $\gamma = 53^\circ$  und eine Drehung von Faser 3 um  $\varepsilon = 16^\circ$  zur T-förmigen Anordnung berücksichtigt. Durch die Anpassung des Prismenwinkels verlängert sich jedoch der Luftspalt zwischen den Faser 1 und 2 auf  $90 \mu\text{m}$ , so daß sich der Strahl bis zur Stirnfläche von Faser 2 weiter verbreitert. Füllt man den Luftspalt mit einem PMMA-Steg von  $90 \mu\text{m}$  Länge aus, so wird diese Strahlverbreiterung durch die Lichtausbreitung im optisch dichteren PMMA verringert.



In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für die drei unterschiedlichen Koppellemente zusammengefaßt. Die Simulation wird für die Stufenindexfaser mit N.A. (0) = 0.28,  $a_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}$  sowie für die Gradientenindexfaser mit N.A. (0) = 0.2 und einem effektiven Kernradius  $a_{\text{eff}} = 42 \mu\text{m}$  für die abstrahlende Faser und  $a_{\text{eff}} = 47 \mu\text{m}$  für die Detektorfaser durchgeführt.

Design	Stufenindexfaser N.A. (0) = 0.28, $a_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}$			Gradientenindexfaser N.A. (0) = 0.2, $a_{\text{eff}} = 42 \mu\text{m} / 47 \mu\text{m}$		
	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$
Struktur A T-förmige Faseranordnung 50 $\mu\text{m}$ langer Luftspalt $\gamma = 45^\circ$	45.2 % 3.45 dB	27.2 % 5.65 dB	-- --	47.5 % 3.23 dB	+19.2 % 7.17 dB	-- --
Struktur B Faser 3 unter $\varepsilon = 16^\circ$ 90 $\mu\text{m}$ langer Luftspalt $\gamma = 53^\circ$	39.1 % 4.08 dB	45.3 % 3.44 dB	-- --	43.5 % 3.62 dB	46.5 % 3.33 dB	-- --
Struktur C Faser 3 unter $\varepsilon = 16^\circ$ 90 $\mu\text{m}$ langer PMMA-Steg $\gamma = 53^\circ$	42.9 % 3.68 dB	45.3 % 3.44 dB	-- --	46.5 % 3.33 dB	46.5 % 3.33 dB	-- --

+ Mit einer optimalen Position von Faser 3 näher in Richtung Faser 2 kann in der T-förmigen Anordnung der Fig. A ein Koppelwirkungsgrad von 37% erzielt werden.

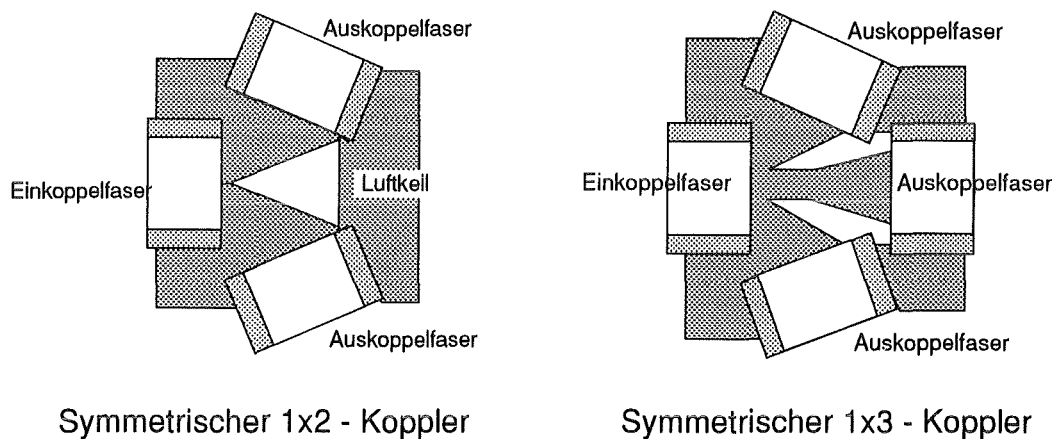
**Tab. 4.1:** Simulierte Koppelwirkungsgrade verschiedener Koppellemente.

Für die kompakte Struktur A liegen die von Faser 1 nach Faser 2 übergekoppelten Intensitäten über 45%. Die von Faser 2 in Faser 3 übergekoppelten Intensitäten sind dagegen mit 27.2% bzw. 19.2 % relativ gering. Die geringe Intensität von Faser 2 nach Faser 3 für die Gradientenindexfasern kann verbessert werden wenn berücksichtigt wird, daß die optimale Position von Faser 3 aufgrund des kleineren effektiven Kernradius näher bei Faser 2 liegt. In diesem Fall ergibt die Simulation anstelle von 19.2% ca. 37% an übergekoppelter Intensität.

Die Simulationsrechnungen für Struktur B zeigen, daß die Anpassung des Prismenwinkels an die numerische Apertur der Multimodefaser zu einem deutlich besseren Koppelwirkungsgrad  $\eta_{23}$  führt. Beispielsweise ergibt sich für die Stufenindexfaser fast eine Verdopplung des Wirkungsgrades. Der schlechtere Koppelwirkungsgrad von Faser 1 nach Faser 2 kann durch das Ausfüllen des Luftspaltes mit einem PMMA-Steg um 3-4% verbessert werden (Struktur C). Im Vergleich zu einer verlustfreien Aufteilung von je 50% sind die Verluste für die optimale Struktur C mit 7% bzw. 5% für die einzelnen Kanäle im Fall der Stufenindexfaser mit einer hohen numerischen Apertur von 0.28 relativ gering. Durch

eine kleinere numerische Apertur, wie sie für das Beispiel der Gradientenindexfaser simuliert wurde, können die Verluste auf ca. 3.5% vermindert werden. Bei der Simulation aller drei Strukturen wird keine Intensität direkt von Faser 1 in Faser 3 übergekoppelt. Im Hinblick auf die spätere Anwendung ist daher eine große Übersprechdämpfung zu erwarten.

Neben einer bidirektionalen Signalübertragung können solche Koppellemente auch als 1x2- oder 1x3-Koppelstrukturen eingesetzt. Die in Abb. 4.15 dargestellten Koppelstrukturen sind für Stufenindexfasern mit einer numerischen Apertur von 0.28 optimiert worden.



**Abb. 4.15:** Schematische Darstellung von symmetrischen Faserkoppelstrukturen in LIGA-Technik.

Für den 1x2 - Koppler ergibt die Simulation einen Koppelwirkungsgrad pro Auskoppelfaser von 47%. Bei einer symmetrischen Aufteilung von einer Einkoppel- auf drei Auskoppelfasern wird die Stirnfläche der Einkoppelfaser durch die Koppelstruktur in drei gleichgroße Flächen unterteilt. In diesem Fall ergibt die Simulation, daß in die beiden äußeren Auskoppelfasern ca. 32% der eingestrahnten Intensität gelangt. Die mittlere Auskoppelfaser akzeptiert nur ca. 30%, da wegen der Anordnung der Fasern hier der Abstand zur Einkoppelfaser länger ist. Um eine gleichmäßige Aufteilung zu erzielen, muß daher bei der Größe der einzelnen Flächen der Abstand zwischen den verbundenen Fasern berücksichtigt werden.

Die Ergebnisse der Simulation zeigen, daß aufgrund der freien Strukturierbarkeit der LIGA-Technik kompakte und effektive Koppellemente mit beliebigen Koppelverhältnissen realisiert werden können. Dabei sind die typischen Abstände der miteinander verbundenen Fasern in der Größenordnung des Faserkern. Die gesamten Verluste betragen für Elemente mit bidirektionaler Datenübertragung je nach Fasertyp bis zu 10% und für symmetrische 1x2- bzw. 1x3-Koppelemente maximal 6%. Koppellemente mit einer Aufteilung von einer Einkoppel- auf  $n$  ( $n > 3$ ) Auskoppelfasern sind mit diesem Typ von Koppellementen nicht mehr so effektiv,

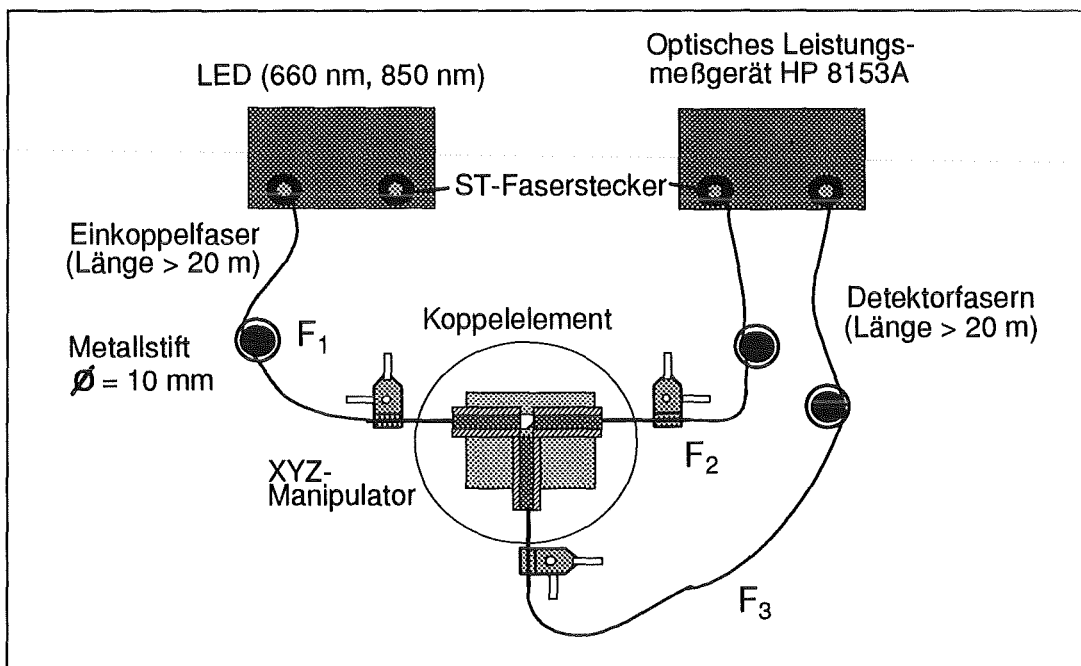
da wegen der Fasergröße die Auskoppelfasern weiter von der Einkoppelfaser entfernt positioniert werden müssen. Für diese Koppelstrukturen eignen sich Fasergabeln, die ebenfalls mit dem LIGA-Verfahren gefertigt werden können und bei denen sich durch die Lichtführung in einem 3-Schichtresist, der an den Aufbau der Glasfasern angepaßt ist, nur geringe Dämpfungsverluste ergeben [Gö92a].

### 4.3 Experimentelle Ergebnisse

Die simulierten Kuppel­eigenschaften wurden exemplarisch an einigen Strukturen, die sowohl durch Röntgentiefenlithographie als auch durch Abformung hergestellt wurden, experimentell überprüft. Die Ergebnisse sowie der zur Versuchsdurchführung realisierte Versuchsaufbau werden im folgenden dargestellt.

#### 4.3.1 Meßaufbau und Versuchsdurchführung

Zur Charakterisierung der Kuppel­elemente ist neben einer genauen Kenntnis der Faser­kenngrößen eine geeignete Versuchsdurchführung erforderlich. Hierzu wird der in Abb. 4.16 dargestellte Meßaufbau verwendet.



**Abb. 4.16:** Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Vermessung von Faserkoppelstrukturen.

Als Lichtquellen werden Leuchtdioden<sup>3</sup> mit mittleren Wellenlängen von  $\lambda = 660 \text{ nm}$  und  $850 \text{ nm}$  und einer spektralen Halbwertsbreite von  $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$  eingesetzt. Die

<sup>3</sup>Stanley Super Bright LED's HFE-4020-12 (850 nm) und FH-1011(660 nm), Fa. GP Fiber Optics GmbH, 6082 Mörfelden-Walldorf

LED's sind im ST-Stecker zentriert und fest eingeklebt. Die in den Detektorfasern empfangene Lichtleistung wird mit einem optischen Leistungsmeßgerät<sup>4</sup> bestimmt, an das die einzelnen Fasern ebenfalls über einen ST-Stecker angekoppelt werden. Das eine Ende der verwendeten Multimodefasern ist ebenfalls fest in einem ST-Stecker eingeklebt, so daß die einzelnen Fasern reproduzierbar mit den Lichtquellen und dem optischen Leistungsmeßgerät verbunden werden können.

Es werden je drei Fasern eines Fasertyps mit einer Mindestlänge von 20 m hergestellt, die mehrfach um einen Metallstift mit 10 mm Durchmesser aufgewickelt werden. Durch Anritzen und Brechen mit einem Faserschneider<sup>5</sup> wird an den abgemantelten Faserenden eine senkrechte und glatte Stirnfläche gearbeitet, deren Güte vor der Messung mit einem Mikroskop kontrolliert wird. Die XYZ-Manipulatoren ermöglichen ein definiertes Einlegen der Faserenden in den verschiedenen Führungsschächten und eine optimale Justierung zum Koppelprisma.

Ziel der Messung ist es, die zwischen den Fasern  $F_1$  und  $F_2$ ,  $F_2$  und  $F_3$  sowie  $F_1$  und  $F_3$  übergekoppelte Intensität zu messen und mit den simulierten Ergebnissen zu vergleichen. Dazu ist es notwendig, die zwischen den Fasern gemessene Intensität in Bezug zu einer Referenzintensität  $I_{ij}(0)$ ,  $i, j = 1, 2, 3$ , zu setzen, die man aus der direkten Stirnkopplung von je zwei der beiden Fasern erhält (vgl. Kap. 4.2.3). Wenn beide Stirnflächen optimal bearbeitet sind und leicht gegeneinander gedrückt werden (physical contact der beiden Stirnflächen), steigt die übergekoppelte Intensität teilweise sprunghaft um den Betrag der Fresnel-Reflexionsverluste von ca. 7% an. Da dieser sprunghafte Anstieg der Intensität ohne Matching-Gel nicht reproduzierbar genug eingestellt werden kann, wird als Referenzintensität die maximale Intensität ohne Fresnel-Sprung genutzt.

Bei der Vermessung der Koppellemente werden die drei Fasern zunächst in die verschiedenen Führungsschächte eingelegt und optimal justiert. In dieser Position werden sie für die Dauer der Messung mit einer Abdeckplatte fixiert. Die zwischen den Fasern übergekoppelte Intensität  $I_{ij}$  wird durch Verbinden der verschiedenen Fasern mit Lichtquelle und Detektor bestimmt.

Mit der beschriebenen Versuchsdurchführung kann der Koppelwirkungsgrad der verschiedenen Kanäle sehr reproduzierbar gemessen werden. Tab 4.2 gibt einen Überblick über die experimentellen Fehler. Bei der Ankopplung der Fasern an Lichtquelle bzw. Detektor ergibt sich ein statistischer Fehler von weniger als 1%. Mit einem vergleichbaren Fehler können die Referenzintensitäten  $I_{ij}(0)$  bestimmt werden, was die exakte Führung und Positionierbarkeit der Fasern in den Schachtstrukturen unterstreicht. Als größter Einzelfehler hat sich die Ankopplung der

---

<sup>4</sup>Optisches Leistungsmeßgerät der Fa. Hewlett-Packard, Grundgerät HP 8153A, Optischer Meßkopf HP 81520A

<sup>5</sup>Fujikura High Precision Fiber Cleaver CT Series, Fa. ENATECHNIK, 2085 Quickborn.

Fasern an das Koppellement herausgestellt. Dies ist einerseits durch die auf  $1\ \mu\text{m}$  begrenzte Genauigkeit der xyz-Manipulatoren zurückzuführen, andererseits verschmutzen die Koppellemente durch Ablagerungen z.B. durch Staub oder PMMA-Späne, die beim Verschieben der Fasern in den Schächten von den Seitenwänden abgekratzt werden und führen bei einer Mehrfachmessung eines Koppellementes zu einem relativen Fehler von 2%. Durch eine sorgfältige Versuchsvorbereitung und -durchführung können weitere systematische Fehlerquellen wie beispielsweise Intensitätsschwankungen der Lichtquellen, Toleranzen der Faserabmessungen oder die Güte des Faserschnittes vernachlässigt werden. Aus allen Punkten ergibt sich damit ein Gesamtfehler von ca. 3%.

Die Reproduzierbarkeit der Herstellungsmethode wird durch Messungen an von derselben Maske bzw. demselben Abformwerkzeug gefertigten Koppellementen bestätigt; die Meßergebnisse an mehreren Koppellementen schwankten nur um  $\pm 1.5\%$  und liegen damit im Bereich des experimentellen Gesamtfehlers.

Fehlerquelle	relativer Fehler [%]
Ankopplung an die Lichtquelle (ST-Stecker)	<1
Ankopplung an den Detektor (ST-Stecker)	<1
Reproduzierbarkeit der Referenzmessung	1
Genauigkeit der Faserankopplung an die Struktur	2
Systematische Fehler (Faserschnitt, Fasertoleranzen, Stabilität der Lichtquelle, ...)	<1
Messungen an verschiedenen Koppellementen	1.5

**Tab. 4.2:** Tabelle der Einzelfehler bei der Vermessung von LIGA-Koppellementen.

#### 4.3.2 Ergebnisse an durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Koppellementen

Im Experiment wurden die Koppeligenschaften an den in Abb. 4.14 dargestellten Anordnungen überprüft. Die hergestellten Koppellemente wurden mit Stufenindexfasern ( $N.A. (0) = 0.28$ ,  $a_{\text{eff}} = 50\ \mu\text{m}$ ) vermessen. Für einen realistischen Vergleich der Ergebnisse mit den Simulationsdaten werden die mit einem Mikroskop ausgemessenen realen Strukturen simuliert. Durch einen Vergleich der Simulationsergebnisse mit den idealen, im Design vorgegebenen Daten lassen sich

damit Aussagen zu möglichen, durch den Prozeß hervorgerufenen Strukturabweichungen machen.

In Tabelle 4.2 sind die gemessenen und die simulierten Werte des Koppelwirkungsgrads  $\eta_{ij}$  und der Koppeldämpfung  $\alpha_{ij}$  zusammengefaßt. Es werden dabei nur die für die bidirektionale Signalübertragung relevanten Größen  $\eta_{12}$ ,  $\eta_{23}$  und  $\eta_{13}$  aufgeführt. Zur Kontrolle der Koppellemente wurden die Strukturen auch in umgekehrte Richtung gemessenen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergaben sich dabei keine Unterschiede.

Design	Messung			Simulation		
	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$
Struktur A T-förmige Faseranordnung 50 µm langer Luftspalt $\gamma = 45^\circ$	49.0 %	24.3 %	0.4 %	50.2 %	25.1 %	--
	3.10 dB	6.14 dB	24.3 dB	2.99 dB	6.00 dB	--
Struktur B Faser 3 unter $\epsilon = 16^\circ$ 90 µm langer Luftspalt $\gamma = 53^\circ$	43.3 %	37.0 %	0.35 %	44.5 %	38.5 %	--
	3.65 dB	4.32 dB	24.6 dB	3.52 dB	4.15 dB	--

**Tab. 4.2:** Gemessener und simulierter Koppelwirkungsgrad bzw. Koppeldämpfung von durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Koppellementen. Die Elemente wurden mit Stufenindexfasern (N.A. (0) = 0.28,  $a_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}$ ) vermessen.

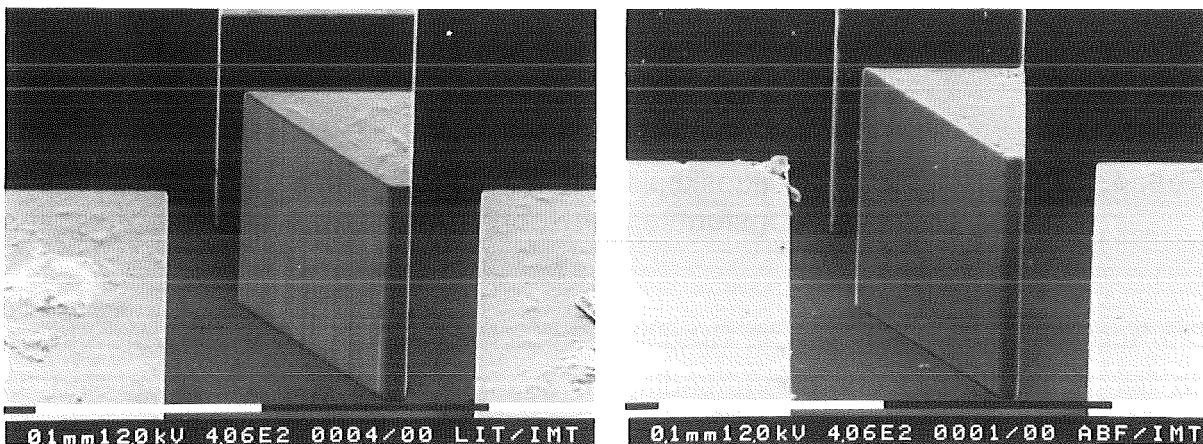
Betrachtet man zunächst die experimentellen Ergebnisse, so wird durch den um 40 µm längeren Luftspalt der Struktur B der Koppelwirkungsgrad  $\eta_{12}$  zwischen den Fasern 1 und 2, der für die Struktur A ca. 50% beträgt, um ca. 5% kleiner. Im Gegensatz dazu kann der Koppelwirkungsgrad  $\eta_{23}$ , der im Bereich von 25% liegt, durch die Anpassung des Prismenwinkels an die Faserapertur mit 13% erheblich verbessert werden. Der Koppelwirkungsgrad zwischen den Fasern 1 und 3 ist mit typischen Werten von  $\eta_{13} < 0.5\%$  relativ gering, was für den praktischen Einsatz der Elemente wichtig ist.

Die Simulation der Koppelfunktion mit den ausgemessenen Ist-Daten der Elemente liefert eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Bei diesen Koppellementen ergibt sich für alle möglichen Faserverbindungen ein etwa 1% kleinerer Koppelwirkungsgrad. Diese geringe Abweichung zwischen Simulation und Experiment ist im wesentlichen auf Strukturdefekte oder Verunreinigungen zurückzuführen. Das daran erzeugte Streulicht ist auch der Grund für die direkt von Faser 1 in Faser 3 abgestrahlte Intensität.

Beim Vergleich der Simulationsergebnisse von Ist-Strukturdaten mit den Design-Daten (vgl. Tab. 4.1) zeigt sich eine systematische Abweichung. Für die Design-Daten ist der Koppelwirkungsgrad  $\eta_{12}$  kleiner und der Wirkungsgrad  $\eta_{23}$  größer. Dies erklärt sich durch eine Verbreiterung des Luftspaltes und eine Verkleinerung des Koppelprismas und ist auf eine prinzipielle Maßabweichung im Herstellungsprozeß zurückzuführen. Durch einen geeigneten Vorhalt im Design ist es möglich, diesen Maßverlust zu kompensieren und somit die gewünschte Koppelfunktion exakt zu realisieren.

### 4.3.3 Ergebnisse an abgeformten Koppellementen

Die abgeformten Koppellemente werden durch Warmprägen einer PMMA-Platte mit einem Abformwerkzeug aus Nickel hergestellt [Har92]. Zum Vergleich der Strukturqualität sind in Abb. 4.17 REM-Aufnahmen eines durch Röntgentiefenlithographie und eines durch Abformung hergestellten Mikroprismas gegenübergestellt.

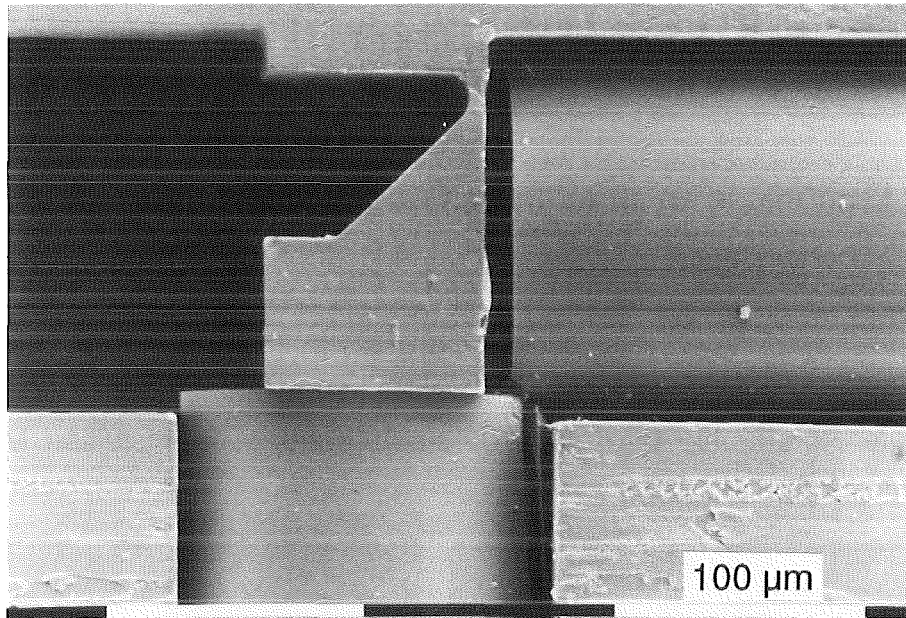


**Abb. 4.17:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen eines durch Röntgentiefenlithographie (linke Seite) und eines durch Abformung (rechte Seite) hergestellten Mikroprismas.

Anhand der REM-Aufnahmen kann bezüglich der Oberflächenrauigkeit der Prismenseitenfläche sowie der Anordnung von Koppelprisma und Faserschacht kein Qualitätsunterschied festgestellt werden.

Die durch Abformung strukturierten Koppelprismen hatten nicht alle diese gute Qualität, so daß nur ein Teil der damit hergestellten Strukturen vermessen werden konnte. Insbesondere zeigte sich bei dem Prisma mit einem Winkel von  $\gamma = 53^\circ$ , daß die Prismenspitze beim Entformen verzogen wurde und damit der Koppelwirkungsgrad  $\eta_{23}$  deutlich schlechter wurde. Vorteilhaft bei der Abformung sind Strukturen, bei denen in einem massiven Bereich an einer Stelle eine definierte

Ecke eingeprägt wird. Eine solche Struktur, an denen auch die Messungen durchgeführt wurden, ist in Abb. 4.18 dargestellt. Die in den Bereich der Faser 3 hineinragende Faser 1 verdeutlicht den durch den Prozeß bedingten Maßverlust. Ebenso ist die stärkere Verrundung an der Spitze des Prismas eine Folge der verschiedenen Prozeßschritte.



**Abb. 4.18:** Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines in PMMA durch Mikroprägen abgeformten Koppel-elementes mit eingelegten Multimodefasern.

Die Koppel-elemente wurden mit Gradientenindexfasern (N.A. (0) = 0.2) vermessen, da bei diesen Fasern die aperturbedingten Zusatzverluste am geringsten sind. In Tabelle 3 sind die Ergebnisse vom Messung und Simulation zusammengefaßt.

Herstellung	Messung			Simulation		
	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$	$\eta_{12} / \alpha_{12}$	$\eta_{23} / \alpha_{23}$	$\eta_{13} / \alpha_{13}$
Röntgentiefen-lithographie in PMMA	33.0 % 4.81 dB	42.0 % 3.77 dB	0.8 % 21 dB	35.6 % 4.49 dB	46.4 % 3.33 dB	-- --
Abformung durch Mikroprägen in PMMA	30.0 % 5.23 dB	43.1 % 3.63 dB	0.8 % 21 dB	34.2 % 4.66 dB	47.4 % 3.24 dB	-- --

**Tab. 3:** Gemessener und simulierter Koppelwirkungsgrad bzw. Koppeldämpfung von durch Röntgentiefenlithographie und Abformung hergestellten Koppel-elementen. Die Elemente wurden mit Gradientenindexfasern (N.A.(0) = 0.2,  $a_{\text{eff}} = 42 \mu\text{m} / 47 \mu\text{m}$ ) vermessen.



Die Ergebnisse von Simulation und Messung stimmen auch in diesem Beispiel sehr gut überein. Die durch die weiteren Prozeßschritte Galvanik und Abformung bedingten Maßabweichungen betragen ca. 1 µm und spiegeln sich in der Simulation und in der Messung wieder. Die mit 0.8 % recht großen Streuverluste treten gleichermaßen bei den lithographischen und abgeformten Elementen auf und sind im wesentlichen auf die Qualität der Maskenstrukturen zurückzuführen.

Insgesamt zeigen die Ergebnisse, daß die abgeformten Koppелеlemente in einer annähernd gleichen Qualität hergestellt werden können. Im Vergleich zu den mit Röntgentiefenlithographie hergestellten Elementen muß allenfalls mit einem um ca. 1% höheren Verlust aufgrund eines zusätzlichen Maßverlustes, der sich sowohl in den Abmessungen der gesamten Struktur als auch bei der Verrundung von Ecken zeigt, gerechnet werden. Generell muß beim Design der Koppелеlemente darauf geachtet werden, daß die Prismen so ausgelegt werden, daß sie den Anforderungen der Abformung genügen. Diese Anpassung des Designs kann möglicherweise dazu führen, daß die im Hinblick auf den höchsten Koppelwirkungsgrad "optimale" Koppelstruktur nicht 100%-ig realisiert werden kann.

Zusammen mit dem Raytrace-Programm, mit dem zum einen für die unterschiedlichsten Anwendungen und Fasern optimale Strukturdesigns berechnet werden können und mit dem zum anderen durch den Vergleich mit den experimentellen Werten Rückschlüsse auf mögliche Prozeßfehler getroffen werden können, sind die Voraussetzungen für die Herstellung von Koppелеlementen für Multimodefasern in einem industriellen Maßstab erarbeitet worden.

## 5. Diskussion und Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß die LIGA-Technik eine Möglichkeit für die Herstellung miniaturisierter refraktiver optischer Komponenten darstellt. Die hohen Anforderungen an die Defektfreiheit von mikrooptischen Komponenten, die in geometrisch-optischen Strahlengängen eingesetzt werden sollen, in Verbindung mit der bisher nur in Einzelfällen realisierten großen Strukturhöhe machen jedoch auch die Grenzen des derzeitigen Standes der Technik deutlich.

Die Vorteile der LIGA-Technik liegen in der Herstellung von refraktiven mikrooptischen Komponenten sowie daraus zusammengesetzten mikrooptischen Strahlführungssystemen. Neben Zylinderlinsen ist vor allem die Herstellung von Mikroprismen von besonderer Bedeutung, da deren Herstellung bisher mit anderen Verfahren nicht realisiert werden konnte. Eine Grundvoraussetzung für optische Anwendungen ist neben der bereits bekannten und nachgewiesenen hohen Transmission des PMMA's im sichtbaren und nahen IR-Bereich die gute Qualität der optischen Grenzflächen. Die interferometrische Analyse der durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Seitenwände ergab für defektfreie Oberflächen Rauigkeiten zwischen 30 und 50 nm. Diese Qualität reicht für eine große Anzahl optischer Anwendungen aus.

Eingehende Untersuchungen von Einzelkomponenten unterstreichen ihre optische Funktionstauglichkeit. So ist es beispielsweise mit Hilfe von Zylinderlinsen möglich, einen Laserstrahl auf einen wenige Mikrometer breiten Strich zu fokussieren. Damit ist die Voraussetzung geschaffen optische Sensoren aufzubauen, mit denen durch die Konzentration des Lichtes in einer kleinen Wechselwirkungszone eine Messung an Proben von geringer Stoffmenge durchgeführt werden kann. Bei der Untersuchung der optischen Qualität der hergestellten Mikroprismen konnte in einem Versuchsaufbau, in dem das Prisma als Umlenkelement zwischen zwei Mikrolinsen eingebaut war, an defektfreien Bereichen feinste Details von 3  $\mu\text{m}$  übertragen werden. Damit kann von einem Leistungsvermögen der Mikroprismen ausgegangen werden, das vergleichbar gut zu den Leistungsdaten anderer mikrooptischer Komponenten wie beispielsweise der in diesem Experiment eingesetzten Glasdiffusionslinsen ist.

Ein weiterer Vorteil der LIGA-Technik besteht darin, mikrooptische Komponenten und mechanische Halteelemente justiert zueinander zu strukturieren, so daß beim Aufbau komplexer optischer Anordnungen die für die Optik typische, sehr zeitaufwendige Justierung entfällt. Dieses konnte durch die Kombination von mehreren Komponenten an einfachen mikrooptischen Anordnungen demonstriert werden.

Durch die Möglichkeit, mit Hilfe der LIGA-Technik Mikroprismen von beliebiger Größe und Gestalt herzustellen sowie positioniert dazu Halteelemente zu erzeugen, eröffnet sich über den kombinierten Aufbau von mikrooptischen Bänken in LIGA-Technik mit anderen mikrooptischen Funktionsbausteinen wie Mikrolinsenarrays und elektrooptischen Wandlerarrays ein großes Anwendungsfeld sowohl in der Sensorik als auch für die optische Signalverarbeitung. Insbesondere ergibt sich aus der in dieser Arbeit untersuchten Prozeßvariante zur Herstellung von Strukturen mit schrägen Seitenwänden die Möglichkeit eines dreidimensionalen Aufbaus dieser komplexen mikrooptischen Funktionsbausteine. Ebenso ist durch diese Prozeßvariante die Voraussetzung geschaffen worden, elektrooptische Sensorarrays direkt an die mikrooptischen Komponenten anzukoppeln und somit kompakte Sensoren aufzubauen. Um solche Aufbauten einfach zu handhaben und insbesondere die Möglichkeiten der LIGA-Technik effektiv einzusetzen, muß in zukünftigen Untersuchungen konsequent der Vorteil der parallelen Fertigung mechanischer Halteelemente genutzt werden.

Diesen vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten muß man bei einer kritischen Betrachtung der hergestellten Komponenten gewisse Einschränkungen entgegenhalten, die im Hinblick auf eine reproduzierbare Herstellung der Komponenten mit einer gleichbleibend guten Qualität eine konsequente Weiterentwicklung der derzeitigen Prozeßtechnik erfordern. Beispielsweise haben die für die beobachtete Bildverzerrung verantwortlichen Riefenstrukturen ihre Ursachen bereits bei der Maskenherstellung. Zu ihrer Vermeidung muß der Einfluß der rauhen Substratoberfläche der Zwischenmaskensubstrate sowie der dicken Resistschichten auf die Genauigkeit bei der Strukturierung mit dem Elektronenstrahlschreiber ausgeschlossen werden. Diese Probleme können durch die Herstellung der Zwischenmaske auf lichtoptischem Wege durch die Kopie einer Chrommaske auch umgangen werden. Allerdings muß hierbei mit größeren Maßabweichungen durch den optischen Kopierschritt gerechnet werden. Insbesondere ergibt sich auch eine stärkere Verrundung von Strukturkanten, die gleichfalls die optische Funktion einschränken und die nur teilweise durch einen Maßvorhalt ausgeglichen werden können.

Zur Vermeidung der an hohen mikrooptischen Komponenten beobachteten Verrundung im oberen Strukturbereich müssen bei der Bestrahlung sowohl die Auswirkung von Sekundäreffekten wie z.B. der Röntgenfluoreszenz als auch von thermischen Verzügen der Maskenmembran näher analysiert werden. In beiden Fällen könnte durch die Verwendung anderer Membranmaterialien diese Probleme deutlich vermindert werden. So ist durch Maskenmaterialien mit kleinerer Kernladungszahl wie beispielsweise Beryllium die Röntgenfluoreszenz deutlich geringer. Eine größere thermische Stabilität der Membran könnte möglicherweise

durch die Verwendung von Diamantmembranen erreicht werden. Es muß jedoch in beiden Fällen betont werden, daß ein neues Membranmaterial unter Umständen eine völlige Neuentwicklung der für die Maskenherstellung erforderlichen Prozesse wie z.B. der Goldgalvanik bedeuten kann.

Bei einer konsequenten Verfolgung dieser Ansätze zur Prozeßverbesserung sollten sich jedoch in Zukunft reproduzierbar mikrooptische Komponenten mit gleichmäßiger und hochwertiger Qualität herstellen lassen. Insbesondere sollten die Komponenten in diesem Fall auch bei Verwendung von kohärentem Licht qualitativ hochwertige Ergebnisse liefern. Die Kombination mit anderen Bauteilen wie beispielsweise elektrooptischen Modulen oder mit passiven Komponenten wie Kugellinsen eröffnen dann eine Reihe von interessanten Anwendungen in der optischen Signalverarbeitung. Beispielsweise können kompakte Sende- und Empfangseinheiten für eine nachrichtentechnische Signalübertragung mit Monomodeglasfasern realisiert werden.

Bereits mit dem heutigen Stand der Technik lassen sich durch die Kombination von Mikroprismen und dazu justiert positionierten Faserführungsschächten kompakte Koppellemente für die Verwendung mit Multimodeglasfasern in einer industriellen Fertigungsreihe realisieren. Hier eröffnen sich durch die spezifischen Vorteile der LIGA-Technik attraktive Anwendungen für beliebige Multimodeglasfasern. Am Beispiel eines Koppellementes, mit dem der bidirektionale Datentransfer mit einer Faser realisiert werden kann, konnte gezeigt werden, daß sowohl mit den durch Röntgentiefenlithographie als auch durch Abformung hergestellten Koppellementen eine fast verlustfreie Intensitätskopplung möglich ist. Die bei der Untersuchung beobachteten Abweichungen im Absolutmaß von ca. 3 -4 µm können mit einem geeigneten Vorhalt im Design ausgeglichen werden. Zusammen mit dem speziell für die Simulation von Glasfasern entwickelten Raytrace Programm ist damit die Voraussetzung geschaffen, optimale Koppellemente zu konzipieren und mit Hilfe der Abformtechnik durch einen kostengünstigen Massenfertigungsprozeß in ein attraktives Industrieprodukt umzusetzen.

Die Einsatzmöglichkeiten solcher Koppellemente in faseroptischen Netzwerken sind nahezu beliebig. Neben der bereits untersuchten Kopplung von einer Faser mit einer Lichtquelle und einem Photodetektor lassen sich auch symmetrische oder asymmetrische 1x2- oder 1x3-Koppelstrukturen mit minimalen Verlusten herstellen. Simulationsrechnungen für Fasern mit größeren Aperturen wie sie typisch für Polymerfasern sind, lassen auch für diese Anwendung eine effektive Kopplung durch solche Elemente erwarten. Diese Koppellemente erweitern damit die Einsatzmöglichkeiten von Polymerfasern in lokalen Netzwerken oder in der Sensorik. Eine Hauptaufgabe für die Zukunft muß darin liegen, geeignete Verfahren zu entwickeln,

mit denen sich diese Komponenten einfach und kostengünstig mit den Polymerfasern beispielsweise schon bei der Abformung verbinden lassen. Eine zweite Hauptaufgabe ist die Entwicklung der Abformtechniken von zum PMMA alternativen Werkstoffen, mit denen eine noch effektivere Verbindung der passiven Koppellemente mit den lichtführenden Polymerfasern möglich ist. Beispielsweise haben Elemente, die aus Copolymeren von PMMA mit fluorierten Methacrylaten gefertigt werden den Vorteil, daß sie optimal an die lichtführenden Polymerfasern angepaßt sind [Th92].

Für den Einsatz von Fasern in Bereichen mit einer für die Kunststoffstrukturen zu großen thermischen Belastung können metallische Koppellemente mit gleicher Qualität verwendet werden. Diese metallischen Elemente können darüber hinaus durch die Kombination mit Aktorelementen, die unter Ausnutzung eines Opfer-schichtverfahrens ebenfalls mit der LIGA-Technik hergestellt werden können, zu komplexen Mikrosystemen erweitert werden, mit denen sich beispielsweise ein Schalten von Licht zwischen mehreren Glasfasern realisieren läßt.

## Anhang 1: Spektrale Dämpfung des in der Röntgentiefenlithographie als Resist verwendeten Polymethylmethacrylats

Im sichtbaren Spektralbereich von etwa 300 - 900 nm hat Polymethylmethacrylat (PMMA) eine relativ hohe Transmission [Schre75]. Im nahen IR-Bereich treten hingegen ausgeprägte Absorptionspeaks aufgrund der C-H-Schwingungsresonanzen auf und begrenzen hier die Einsatzmöglichkeiten des PMMA's. Ersetzt man die leichten H-Atome vollständig durch die schwereren Deuterium - Atome (PMMA-d8), so verschieben sich diese Schwingungsresonanzen weiter in den IR-Bereich. Mit Strukturen aus diesem Material ist es daher möglich, dämpfungsarme Mikrostrukturen auch für den IR-Bereich bis 1300 nm herzustellen.

Die wellenlängenabhängige Materialdämpfung von in der Röntgentiefenlithographie für optische Anwendungen eingesetztem PMMA bzw. PMMA-d8, das mit 0.4 %gew. Azo-isobutyronitril bei 65° C warmpolymerisiert wird, wird mit Hilfe von Zylinderproben bestimmt [Gö91b]. Um die Fresnel-Verluste an den polierten Stirnflächen der Proben rechnerisch zu eliminieren, wird die transmittierte Intensität für zwei unterschiedlich lange Proben, die aus einem Stab gesägt wurden, gemessen und zueinander ins Verhältnis gesetzt. In Abb. A1 ist die gemessene Materialdämpfung als Funktion der Wellenlänge im Wellenlängenbereich von 600 - 1300 nm dargestellt.

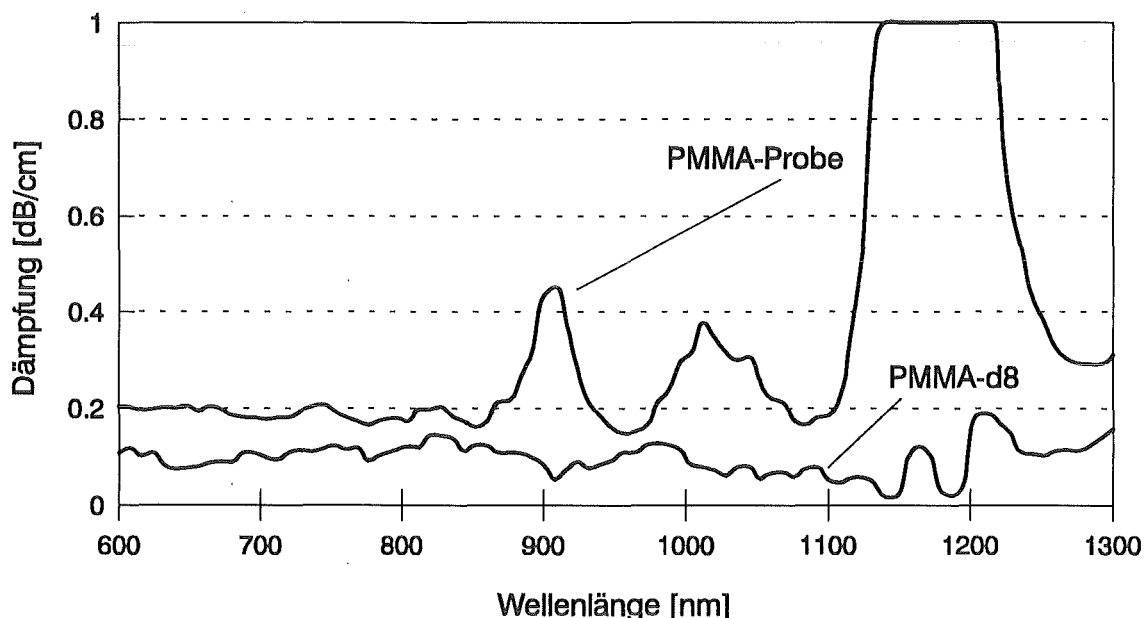


Abb. A1: Spektrale Dämpfung von Zylinderproben aus PMMA bzw. PMMA-d8.

Die mittlere Dämpfung beider Proben liegt im Bereich von 600 - 1100 nm um 0.1dB/cm. Allerdings wird die Dämpfung bei der PMMA-Probe bereits bei 900 nm und etwa 1000 nm etwas stärker und ist mit etwa 3dB/cm bei 1180 nm bereits

erheblich, so daß längere Lichtwege bei dieser Wellenlänge nur unter großen Materialverlusten zurückgelegt werden können. Im Gegensatz dazu hat die deuterierte Probe über den untersuchten Spektralbereich eine gleichbleibend kleine Dämpfung, die sogar im sichtbaren Bereich noch unter der des PMMA's liegt. Dies ist im wesentlichen auf das hochreine Ausgangsmonomer, aus dem diese Probe polymerisiert wurde, zurückzuführen.

Es soll hier jedoch nochmals betont werden, daß die in dieser Arbeit untersuchten Faserkoppellemente aufgrund ihrer sehr kleinen lateralen Abmessungen von weniger als einem Millimeter bezüglich der Materialdämpfung auch bei Anwendungen mit für die Nachrichtentechnik üblichen Wellenlängen von 1300 nm bzw. 1550 nm unkritisch sind.

Die LIGA-Technik bietet jedoch durch die Abformung die Möglichkeit, auch in diesem Spektralbereich eine Verringerung der Materialdämpfung durch die Strukturierung geeigneter Materialien wie beispielsweise von Copolymeren aus PMMA und einem fluorierten Methacrylat zu erzielen [Th92]. Dabei muß man bei der Auswahl der Materialien immer berücksichtigen, daß für eine defektfreie Abformung von Mikrostrukturen unter Umständen umfangreiche und langwierige Optimierungsarbeiten erforderlich sind, da man die für das PMMA erarbeiteten Parameter nicht ohne weiteres auf diese Materialien übertragen kann.

## Literaturverzeichnis

- [An90] B. Anderer, W. Ehrfeld, J. Mohr:  
Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter  
KfK Bericht 4702, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990.
- [Bec84] E.W. Becker, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer:  
Untersuchungen zur Abbildungsgenauigkeit der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung bei der Herstellung technischer Trenndüsenelemente  
KfK Bericht 3732, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1984.
- [Bec86] E.W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, D. Münchmeyer:  
Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofforming, and plastic moulding (LIGA process)  
Microelectronic Engineering, 4 (1986), 35-56.
- [Ben91] H. Beneking:  
Halbleiter-Technologie - Eine Einführung in die Prozeßtechnik von Silizium und III-V-Verbindungen  
Teubner-Verlag, Stuttgart, 1991.
- [Ber87] L. Bergmann, C. Schaefer:  
Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. III, Optik, 8. Auflage  
W. de Gruyter, Berlin, New York, 1987.
- [Bl91] P. Bley, J. Göttert, M. Harmening, M. Himmelhaus, W. Menz, J. Mohr, C. Müller, U. Wallrabe:  
The LIGA Process for the Fabrication of Micromechanical and Microoptical Components  
in: H. Reichl (Ed.): MICRO SYSTEM Technologies 91, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1991, 302-314.
- [BMFT90] Der Bundesminister für Forschung und Technologie:  
Mikrosystemtechnik - Förderungsschwerpunkt im Rahmen des Zukunftskonzeptes Informationstechnik  
2. ergänzte Auflage, Bonn, März 1992.
- [Bor80] M. Born, E. Wolf:  
Principles of Optics  
Pergamon Press, Sixth (Corrected) Edition, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Frankfurt, 1986.
- [Bow84] M.J. Bowden:  
A Perspective on Resist Materials for Fine-Line Lithography  
in: Materials for Microlithography, ACS-Series, 1984, 39-117.
- [Br91] K.-H. Brenner:  
3D-Integration of Optical Systems  
SPIE Proceedings, Vol. 1506, Micro-Optics II, 1991, 94-98.
- [Br929] K.-H. Brenner, M. Kufner, S. Kufner, J. Moisel, A. Müller, S. Sinziger, M. Testorf, J. Göttert, J. Mohr:  
3D-Integration of Microoptics by the LIGA Process  
eingereicht zur Veröffentlichung in APPLIED OPTICS, 1992.
- [Ci91] J.R. Cirillo, K.L. Jennings, M.A. Lynn, D.A. Messuri, R.E. Steele:  
Local Area Network Applications of Plastic Optical Fiber  
SPIE Vol. 1592, Plastic Optical Fibers, 1991, 42-52.
- [Dy70] J. Dyson:  
Interferometry as a measuring tool  
The Machinery Publishing Co., Brighton, Sussex, 1970.



- [El92] A. El-Kholi, P. Bley, J. Göttert, J. Mohr:  
Examination Of The Solubility And The Molecular Weight Distribution Of PMMA  
In View Of An Optimised Resist System In Deep Etch X-Ray Lithography  
International Conference Microcircuit Engineering '92, Erlangen, Sept. 1992.
- [Et91] W. van Etten, J. van der Plaats:  
Fundamentals of Optical Fiber Communications  
Prentice-Hall Inc., New York, London, Toronto, Sydney, Tokyo, 1991.
- [Ev55] R.D. Evans:  
The Atomic Nucleus  
McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London, 1955.
- [Fe88] D.G. Feitelson:  
Optical Computing - A Survey for Computer Scientists  
MIT Press, Cambridge/Massachusetts, London, 1988.
- [Fl76] J. Flügge:  
Studienbuch zur technischen Optik  
UTB Vandenhoeck&Ruprecht, Göttingen, 1976.
- [Fr90] D. Freudensprung:  
Erfahrungen mit Glasfaser-Kabelnetzen der Deutschen Bundespost TELEKOM  
in: Verbindungstechnik '90 für elektronische und elektro-optische Geräte und  
Systeme, VDI Berichte 806, Düsseldorf, 1990, 167-190.
- [Fs91] Handbuch "Dolphin Cleaning System", FSI International, 322 Lake Hazeltine  
Drive, Chaska, MN 55318.
- [Gec90] S. Geckeler:  
Lichtwellenleiter für die optische Nachrichtentechnik - Grundlagen und Eigen-  
schaften eines modernen Übertragungsmediums  
Springer-Verlag, 3. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo,  
Hong Kong, 1990.
- [Gei86] J. Geisler, G. Beaven, J.P. Boutruche:  
Optical Fibres  
in: EPO Applied Technology Series, Vol. 5  
Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Frankfurt, 1986.
- [Gl86] R. M. Glen:  
Polymeric Optical Fibre  
Chemtronics, Vol. 1, 1986, 98 ff.
- [Gö91b] J. Göttert, J. Mohr, C. Müller:  
Mikrooptische Komponenten aus PMMA, hergestellt durch Röntgentiefenlitho-  
graphie  
"Werkstoffe der Mikrotechnik", VDI Berichte 933, Düsseldorf, 1991, 249-263.
- [Gö92a] J. Göttert, J. Mohr, C. Müller:  
Examples and Potential Applications of LIGA Components in Microoptics  
Workshop "Integrierte Optik und Mikrooptik in Polymeren", Mainz, 1992.  
erscheint in: W. Ehrfeld, W. Karthe, G. Wegner, H.-D. Bauer, H.O. Moser (Eds.)  
"Integrierte Optik und Mikrooptik mit Polymeren", Teubner Texte zur Physik,  
Teubner-Verlag, Stuttgart, Leipzig, 1992.
- [Gö92b] J. Göttert, J. Mohr, C. Müller, H. Sautter:  
Coupling Elements for Multimode Fibers by the LIGA Process  
in: H. Reichl (Ed.), MICRO SYSTEM Technologies 92, VDE-Verlag, Berlin,  
Offenbach, 1992, 297-307.
- [Gra87] K.T.V. Grattan:  
The use of fibre optic techniques for temperature measurement  
Measurement + Control, Vol. 20, 1987, 32-39.
- [Gra91] G. Grau, W. Freude:  
Optische Nachrichtentechnik  
Springer-Verlag, 3. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris,  
Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, 1991.

- [Gri89] E. Grimm, W. Nowak:  
Lichtwellenleiter-Technik  
Hüthig Verlag, Heidelberg, 1989.
- [Har70] A.F. Harvey:  
Coherent Light  
John Wiley Sons Ltd., London, New York, Sydney, Toronto, 1970.
- [Har92] M. Harmening, W. Bacher, P. Bley, A. El-Kholi, H. Kalb, B. Kowanz, W. Menz,  
A. Michel, J. Mohr:  
Molding of Threedimensional Microstructures by the LIGA Process  
in: W. Benecke, H.-C. Petzold (Eds.), IEEE-Proceedings Micro Electro  
Mechanical Systems (MEMS), Travemünde, 1992,
- [Hei92] H. Hein, persönliche Mitteilung
- [Heu89] A. Heuberger:  
Mikromechanik - Mikrofertigung mit Methoden der Halbleitertechnologie  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1989.
- [Hi90] B. Hillerich:  
Application of micromachining and micromechanics to components for optical  
communication  
in: H. Reichl (Ed.): MICRO SYSTEM Technologies 90, Springer-Verlag, Berlin,  
Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990,  
457-464.
- [Iga82] K. Iga, M. Oikawa, J. Banno, Y. Kokubun:  
Stacked Planar Optics - An Application of the Planar Microlens  
Appl. Optics 21, 1982, 3456-3460.
- [Je81] R. Jenkins, R.W. Gould, D. Gedcke:  
Quantitative X-Ray Spectrometry  
Marcel Dekker Inc., New York, 1981.
- [Kim82] E.M. Kim, D.L. Franzen:  
An Interlaboratory Measurement Comparison of Core Diameter on Graded-Index  
Optical Fibers  
in: Technical Digest - Symposium on Optical Fiber Measurements, Boulder,  
1982, 143-146.
- [Kis88] R. Kist, E. Wagner:  
Faser-Optik für die Sensorik  
in: Technologietrends in der Sensorik, Hg.:VDI/VDE-Technologiezentrum  
Informationstechnik GmbH, Berlin, 1988, 67-108.
- [Kre90] H.-J. Kress, F. Bantien, J. Marek, M. Willmann:  
Fully Integrated Silicon Pressure Sensor with On-Chip CMOS Evaluation Circuit  
and On-Chip Trimming  
in: H. Reichl (Ed.): MICRO SYSTEM Technologies 90, Springer-Verlag, Berlin,  
Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990,  
593-598.
- [Kro92] W. Kroy:  
Radikale Innovation: Wachsen ins Kleine  
Spektrum der Wissenschaft, Mai 1992, 98-103.
- [Ku92] S. Kufner, persönliche Mitteilung
- [Lu86] D. Lutzke:  
Lichtwellenleiter-Technik  
Pflaum-Verlag, München, 1986.
- [Ma89] B. Maid, W. Ehrfeld, J. Hormes, J. Mohr, D. Münchmeyer:  
Anpassung der spektralen Verteilung der Synchrotronstrahlung für die Rönt-  
gentiefenlithographie  
KfK Bericht 4579, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1989.

- [Mer92] T. Merklein:  
Beiträge zur Mikrooptik  
Dissertation, Universität Erlangen, 1992.
- [Met91] K. Mettler:  
Optics and Optoelectronics in the Electrical and Electronics Industry  
Proceedings of the 1. French-German Workshop on Optical Measurements  
Techniques and Fibre Optics, Freiburg, 1991, 5-6.
- [Mid79] J.E. Midwinter:  
Optical Fibers for Transmission  
John Wiley&Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 1979.
- [Mil78] C.M. Miller, S.C. Mettler:  
A Loss Model for Parabolic-Profile Fiber Splices  
The Bell System Technical Journal, Vol. 57, No. 9, 1978, 3167-3180.
- [Mo88] J. Mohr, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer:  
Analyse der Defektursache und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der  
Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung  
KfK Bericht 4414, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988.
- [Mo91] J. Mohr, C. Burbaum, U. Wallrabe, P. Bley:  
Herstellung von mikromechanischen Bauelementen mit dem LIGA-Verfahren  
KfK Nachrichten, 1991, 110-117.
- [Mü92] A. Müller:  
Interferometrische Charakterisierung von LIGA-Strukturen  
Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg, 1992.
- [Nu88] H.-D. Nuhn:  
Schnelle Extraktion aus dem Bonner 2.5 GeV-Elektronensynchrotron und  
Strahltransfer zur neuen Stretcher-Anlage ELSA  
Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-88-03, Feb. 1988.
- [Od90] Handbuch des Strahldiagnosesystems ODS 5, Fa. Gerhard Franck Optronik  
GmbH, 2000 Hamburg 70.
- [Og91] S. Ogata, M. Yoneda, T. Maeda, K. Imanaka:  
Low Cost and Compact Fibre-to-Laser Coupling with Micro-Fresnel Lens  
SPIE-Proceedings Vol. 1544, "Miniature and Micro-Optics: Fabrication and  
System Applications, San Diego, 1991, 92-100.
- [Pa92] F.J. Pantenburg, persönliche Mitteilung
- [Po61] R.J. Potter:  
Transmission Properties of Optical Fibers  
Journal of the Optical Society of America, Vol. 51, No. 10, 1961.
- [Ro91] R.J. Rogers:  
Fiber Optical Sensors  
in: W. Göpel, J. Hesse, J.N. Zemel (Eds.): "Sensors", Vol. 6 "Optical Sensors",  
VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, 1992, 357 ff.
- [Sa91] B.E.A. Saleh, M.C. Teich:  
Fundamentals of Photonics  
John Wiley&Sons Inc., New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore,  
1991.
- [Schl90] H.F. Schlaak, F. Arndt, A. Steckenborn, H.J. Gevatter, L. Kiesewetter,  
H. Grethen:  
Micromechanical Capacitive Acceleration Sensor with Force Compensation  
in: H. Reichl (ED.), MICRO SYSTEM Technologies 90, Springer-Verlag, Berlin,  
Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990,  
755-760.
- [Schn81] W. Schnabel:  
Polymer Degradation - Principles and Practical Applications  
Hanser-Verlag, München, Wien, 1981.

- [Scho90] W.K. Schomburg, P. Bley, H. Hein, J. Mohr:  
Masken für die Röntgentiefenlithographie  
Fachtagung Mikrosystemtechnik, 8. November 1990, München, VDI-Bericht  
870, 133-154.
- [Scho91] W.K. Schomburg, H.J. Baving, P. Bley:  
Ti- and Be-X-Ray Masks with Alignment Windows for the LIGA Process  
Microelectronic Engineering, 13, 1991, 323-326.
- [Schre75] G. Schreyer:  
Optische Eigenschaften der Acrylgläser  
in: R. Vieweg, F. Esser (Hg.), Kunststoff-Handbuch, Bd. IX, München, 1975.
- [Schrö84] G. Schröder:  
Technische Optik - Grundlagen und Anwendungen  
Vogel-Buchverlag, 4. Auflage, Würzburg, 1984.
- [Schw90] H. Schwierz:  
Signalübertragung in gekrümmten Lichtwellenleitungen - Lichtauskopplung und -  
einkopplung  
"Verbindungstechnik '90 für elektronische und elektro-optische Geräte und  
Systeme", VDI Berichte 806, Düsseldorf, 1990, 191-215.
- [Sei84] R.G. Seippel:  
Fiber Optics  
Reston, Virginia, 1984.
- [Sm90] W.J. Smith:  
Modern Optical Engineering - The Design of Optical Systems  
McGraw-Hill Book Company, 2nd Ed., New York, 1990.
- [Sn83] A.W. Snyder, J.D. Love:  
Optical Waveguide Theory  
Chapman and Hall, London, New York, 1983.
- [So90] W. Sohler, R. Volk:  
Integrierte Optik - Potential für mittelständische Hersteller und Anwender von  
Mikrosystemen  
VDI/VDE-Technologiezentrum Informationstechnik GmbH, "Technologiestudien  
und Marktprognosen für Mikrosystemtechnik", Bd. 7, Berlin, 1990.
- [Sp90] U. Spalthoff:  
Optoelectronic Components and Modules for Multigigabit/s Fibre Optic Trans-  
mission  
in.: H. Reichl (Ed.), MICRO SYSTEM Technologies 90, Springer-Verlag, Berlin,  
Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990,  
749-754.
- [Th92] J. Theis, H. Deckers, K. Fritsch, R. Fuss, R. Stern, D. Karim, H. Kim, L. Lanieve:  
Polymer optical fibers - performance, achievements and prospects  
Proc. of Plastic Optical Fibres and Applications Conference, Paris, 1992, 3-9.
- [Un84] H.-G. Unger:  
Optische Nachrichtentechnik  
Hüthig-Verlag, Bd. I+II, Heidelberg, 1984.
- [Vo88] E. Voges:  
Technologie der Integrierten Optik in der Sensorik  
in: Technologietrends in der Sensorik, Hg.:VDI/VDE-Technologiezentrum  
Informationstechnik GmbH, Berlin, 1988, 21-66.
- [Wil83] J. Wilson, J.F.B. Hawkes:  
Optoelectronics: An Introduction  
Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs/New Jersey, London, New Dehli, Singapore,  
Sydney, Tokyo, Toronto, Rio de Janeiro, Wellington, 1983.
- [Wo79] H.F. Wolf (Ed.):  
Handbook of Fiber Optics: Theory and Applications  
Garland STPM Press, New York, London, 1979.